



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA CIVIL

ESTUDIO DE LA VARIABILIDAD INTRADIARIA DE LOS FLUJOS DE CALOR,
MASA Y MOMÉNTUM EN LA INTERFAZ AIRE-AGUA DE UNA LAGUNA SOMERA
SALINA DEL ALTIPLANO CHILENO

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA
INGENIERÍA, MENCIÓN RECURSOS Y MEDIO AMBIENTE HÍDRICO

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL

JAIME FRANCISCO VERGARA ALVARADO

PROFESOR GUÍA:
ALBERTO DE LA FUENTE STRANGER

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
CAROLINA MERUANE NARANJO
RICARDO MUÑOZ MAGNINO
FRANCISCO SUÁREZ POCH

SANTIAGO DE CHILE

2017

RESUMEN DE LA TESIS PARA OPTAR AL
TÍTULO DE INGENIERO CIVIL Y AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA INGENIERÍA
MENCION RECURSOS Y MEDIO AMBIENTE HÍDRICO
POR: JAIME VERGARA ALVARADO
FECHA: MAYO 2017
PROF. GUÍA: SR. ALBERTO DE LA FUENTE

ESTUDIO DE LA VARIABILIDAD INTRADIARIA DE LOS FLUJOS DE CALOR,
MASA Y MOMÉNTUM EN LA INTERFAZ AIRE-AGUA DE UNA LAGUNA SOMERA
SALINA DEL ALTIPLANO CHILENO

Los salares son extensiones planas de terreno formadas por la evapo-concentración de sales. Se localizan mayoritariamente en el Altiplano Andino, en la zona central de los Andes y son la base de ecosistemas altamente vulnerables, los cuales están sustentados por la producción bentónica primaria que en parte está controlada por los procesos de intercambio de calor, masa y moméntum entre la laguna y la atmósfera, los que han sido poco estudiados a la fecha.

El objetivo del trabajo es analizar la variación intradiaria de los procesos termodinámicos e hidrodinámicos que ocurren en la interfaz aire-agua de la laguna principal del Salar del Huasco, en la Región de Tarapacá ($20^{\circ} 19'40''$ S, $68^{\circ} 51'25''$ O, 3800 *m.s.n.m.*), y explicar los flujos de masa, calor y momentum entre la laguna y la atmósfera. Para ello, se llevaron a cabo dos campañas de mediciones en terreno en el Salar del Huasco, en las cuales, mediante un anemómetro sónico con sensor de gases incorporado, una estación meteorológica estándar y sensores en el agua; se midieron series de tiempo de velocidad viento, temperatura del aire y del agua, y radiación, entre otras variables. Las mediciones obtenidas mostraron periodos tranquilos de viento durante las noches y las mañanas variando a periodos ventosos después de mediodía, con velocidades que sobrepasaron los 12 *m s⁻¹*; la temperatura mínima en ambas campañas estuvo en torno a los $-10^{\circ}C$ y la máxima en torno a los $15^{\circ}C$; la evaporación media sobrepasó los 4 *mm día⁻¹*; y se observó la formación de hielo sobre la laguna durante las noches.

El análisis de esta información se centró en la caracterización y cuantificación del efecto de las forzantes principales del sistema (viento y radiación de onda corta) en los procesos de transporte vertical de masa y calor entre la atmósfera y el agua, con énfasis en las parametrizaciones de la estabilidad atmosférica y rugosidad superficial. Además, el análisis de las mediciones de terreno permitió desarrollar dos metodologías para cuantificar la temperatura superficial de la laguna, basadas en perfiles no estables de temperatura atmosférica y el balance de energía superficial que considera una modelación de la formación y derretimiento del hielo. Estos resultados permiten estimar los coeficientes de transporte de masa y calor entre la atmósfera y la laguna, los que son útiles para comparar el sistema estudiado con otros sistemas similares, y obtener información de flujos turbulentos y de procesos de transporte.

Se concluye que la principal forzante en los procesos de transferencia de masa, moméntum y calor es el viento, condicionado a la existencia de una interfaz aire-agua en la superficie, la cual a su vez está sujeta al balance de energía superficial en la laguna.

*No me gustan las frases cursis ni los lugares comunes
así que no escribiré nada acá.*

Agradecimientos

Sólo voy a agradecer al proyecto Fondecyt 1140821 *Vertical transport processes in the Altiplanic lagoons* que financió esta tesis, así que voy a rellenar esta hoja con un *lorem ipsum*: Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Ya, ahora en serio, hay harta gente a la que quiero agradecer, que me acompañó en este proceso, que no sólo incluye los años de magíster, sino todos los de formación que me llevaron a terminar acá. Es harta gente, así que si no los nombro directamente, no se enojen. Tampoco voy a escribir algo políticamente correcto como para incluir a todo el mundo. En fin, sin un orden particular:

A mi familia, que me bancó en esta tontera de estudiar ingeniería civil y después seguir con el magíster, y quienes me instaron a superarme siempre e intentaron hacer de mí una mejor persona, con resultados "discutibles".

A la gente del 3ero de civil, quienes me hicieron sentir acogido estos años de tesis, sobre todo a ~~las ratas~~ los compañeros de oficina y piso con los que siempre es agradable conversar y compartir unas cervezas, varios de los cuales considero mis amigos. En particular a Jacqui, quien siempre se la ha jugado por nosotros, no importando qué tan complicadas sean las cosas o si está colapsada con trabajo, y a quien considero una gran amiga. Y a los profes del 3ero, quienes siempre tuvieron aunque sea un par de segundos para responder mis dudas, sobre todo al prof. Beto, quien guió el foco de esta tesis y evitó que estuviera años pegado; al prof. Aldo, quien terminó de convencerme de venir a la división en vez de ir al 4to piso (a él culpen de que tuvieron que soportarme acá); y a la prof. Ximena, quien sin ser su tesista, siempre me trató como uno de los suyos.

A los *Ximenitos*: Paci y Tuky, a quienes conocí estos últimos años y cuya amistad es una de las cosas realmente importantes que me llevo del 3ero; y a Nico y Mota, quienes me han soportado por años en la u y espero que me sigan soportando, porque los considero parte de mis amigos más cercanos (no se acostumbren que los trate así de bien).

A mis amigos cercanos de la u, quienes se transformaron en mi familia adoptiva acá en Santiago: Seba, Gerardo y José, con quienes compartí el día a día durante muchos años y son responsables de mi crecimiento como persona. A Cata, que se sumó después para darle el toque de alegría al grupo, y a Angie, quien fue la última en integrarse y ~~es una freerider~~ en los agradecimientos ha sido un aporte importante para todos. Gracias, muchachos!!

A los *Mostazas*, quienes siempre están ahí para animarlo a uno, a veces demasiado. Gracias a uds. siempre llego más cansado el lunes a Santiago de lo que me fui el viernes anterior. En especial a Barrera, Monse y Paulo, a quienes estimo mucho, y a Pipe, con quien siento que puedo conversar de cualquier tontera y terminar aprendiendo algo nuevo.

A Paola, por aquellas conversaciones acompañadas con una cerveza, que hicieron que incluso las semanas más duras en la u fueran llevaderas.

Finalmente, a quienes me han acompañado por una cantidad de años ya ridícula: Ale, Juan, Raúl. Para uds. una frase o un párrafo no es suficiente. No saben lo importante que son uds. para mí.

Tabla de Contenido

1. Introducción	1
1.1. Objetivos	3
1.1.1. Objetivo general	3
1.1.2. Objetivos específicos	3
1.2. Organización del informe	3
2. Marco Teórico	4
2.1. Flujos turbulentos intercambiados entre el aire y el agua	4
2.1.1. Fundamento teórico del método de covarianza turbulenta	4
2.1.2. Flujos turbulentos de calor	5
2.1.3. Estabilidad atmosférica y funciones de similitud	6
2.1.4. Coeficientes de transferencia	13
2.1.5. Longitudes de escala de rugosidad	16
2.2. Balance de energía superficial	17
3. Metodología	21
3.1. Sitio de estudio	21
3.2. Campañas de mediciones en terreno	21
3.3. Análisis de la información	25
3.3.1. Mediciones de terreno	25
3.3.2. Estabilidad y longitudes de escala de rugosidad	25
3.3.3. Funciones de similitud y coeficientes de transferencia	28
3.3.4. Balance de energía superficial	28
4. Resultados	29
4.1. Mediciones de terreno	29
4.2. Flujos radiativos	31
4.3. Flujos turbulentos	32
4.3.1. Análisis de estabilidad atmosférica	32
4.3.2. Longitudes de escala de rugosidad	35
4.3.3. Funciones de similitud	35
4.3.4. Coeficientes de transferencia	38
4.4. Balance de energía superficial	46
4.4.1. Balance de energía superficial y formación de hielo	46
4.4.2. Hielo y procesos de transporte en la interfaz aire-agua	48
4.4.3. Balance de energía en el agua	51

5. Discusión y Conclusiones	53
5.1. Principales forzantes atmosféricas	53
5.2. Flujos turbulentos y estabilidad atmosférica	53
5.2.1. Análisis de estabilidad atmosférica	53
5.2.2. Longitudes de escala de rugosidad	57
5.2.3. Funciones de similitud	58
5.2.4. Coeficientes de transferencia	58
5.3. Balance de energía superficial y formación de hielo	59
5.4. Comparación con sistemas similares	59
Bibliografía	61
Anexos	
Anexo A. Propagación de errores de variables atmosféricas	66
A.1 Errores instrumentales	66
A.2 Propagación de errores	67
Anexo B. Resumen para la Asamblea General de la EGU de 2016	74
Anexo C. Artículo para el XXVII Congreso Latinoamericano de Hidráulica	77
Anexo D. Artículo para el I Congreso Chileno de Ingeniería Ambiental en Sistemas Acuáticos	88
Anexo E. Manuscrito Artículo 1	94
Anexo F. Manuscrito Artículo 2	127

Índice de Tablas

3.1. Detalles de instalación de los instrumentos utilizados	24
4.1. Evaluación de las funciones integrales de similitud	40
A.1 Errores instrumentales	66
A.2 Propagación de errores	70

Índice de Ilustraciones

1.1. Imágenes del Salar del Huasco. Oct-Nov 2015	2
2.1. Esquema conceptual de la capa límite atmosférica	6
2.2. Capa de hielo sobre la laguna del Salar del Huasco. Mayo de 2016	7
2.3. Esquema de perfiles de temperatura con diferente estabilidad	8
2.4. Descripción esquemática del efecto de la estabilidad en la capa atmosférica superficial	9
2.5. Funciones de similitud en función de ζ	13
2.6. Esquema del balance de energía en el salar	20
3.1. Ubicación del Salar del Huasco	22
3.2. Ubicación del sitio de mediciones en el Salar del Huasco para ambas campañas	23
3.3. Instalación en terreno de instrumentos. Mayo de 2016	24
3.4. Aspecto de la superficie de la laguna. 1 de noviembre de 2015.	26
3.5. Determinación del coeficiente de Charnock	27
3.6. Número de Reynolds de rugosidad	27
4.1. Variables medidas en las campañas de terreno	30
4.2. Validación de albedo y emisividades para ambas campañas	31
4.3. Esfuerzos de corte y boyante	32
4.4. Estabilidad atmosférica	33
4.5. Temperaturas del aire, del agua, y flujo de calor	34
4.6. Longitudes de escala de rugosidad de temperatura modeladas	35
4.7. Longitudes de escala de rugosidad de humedad modeladas	36
4.8. Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de velocidad de viento	37
4.9. Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de temperatura	37
4.10. Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de humedad	38
4.11. Efecto de la estabilidad en el coeficiente de arrastre	39
4.12. Efecto de la estabilidad en el coef. de transferencia de calor	39
4.13. Efecto de la estabilidad en el coef. de transferencia de humedad	41
4.14. Comparación entre coeficientes de arrastre	41
4.15. Comparación entre coef. de transferencia de calor	42
4.16. Comparación entre coef. de transferencia de humedad	42
4.17. Correlación entre u_* y U_{10} para la estimación de C_D	43
4.18. Estimación de C_H en base a las mediciones en terreno	44
4.19. Estimación de C_W en base a las mediciones en terreno	45

4.20. Temperatura superficial de la laguna y formación de hielo	47
4.21. Flujo turbulento de dióxido de carbono	49
4.22. Flujos turbulentos de calor comparados con la velocidad del viento y hielo	49
4.23. Coef. de arrastre comparado con la velocidad del viento y hielo	50
4.24. Flujo de calor entre los sedimentos y la columna de agua	51
4.25. Calor almacenado en la columna de agua	52
5.1. Enfriamiento bajo condición estable	54
5.2. Enfriamiento bajo condición inestable	55
5.3. Convección libre	56
5.4. Convección forzada	57
A.1 Error propagado en el flujo de calor latente	71
A.2 Error propagado en el flujo de calor sensible	72
A.3 Error propagado en el adimensional de Monin-Obukhov	73

Capítulo 1

Introducción

Los salares son extensiones planas de terreno que se ubican en el punto más bajo de cuencas cerradas o endorreicas del Altiplano, y son alimentados por aguas subterráneas que afloran en el perímetro de estos. Se forman por la evaporación de agua con alta concentración de sal, que queda depositada en la superficie del terreno y usualmente poseen lagunas terminales (Herrera et al., 2009; de la Fuente & Niño, 2010). Los salares se ubican mayoritariamente en el Altiplano de la cordillera de los Andes central, que es una región compartida entre Perú, Bolivia, Argentina y Chile.

Las características geomorfológicas y ambientales de estos lugares permiten el desarrollo de ecosistemas altamente vulnerables y únicos, ubicados en pleno desierto cordillerano. Muchas de las especies que habitan los humedales asociados a los salares están en estado de riesgo de conservación, como distintas especies de flamencos (*Phoenicoparrus andinus*, *Phoenicoparrus chilensis* y *Phoenicoparrus jamesi*); zorros culpeos altiplánicos (*Lycalopex culpaeus andinus*) y vizcachas (*Lagidium viscacia*), en el caso de la fauna y la yareta (*Azorella compacta*) en el caso de la flora (Navarro et al., 2016; Lucherini, 2016; Bernal, 2016; BirdLife International, 2016a,c,b).

La base trófica de estos ecosistemas es la producción béntica primaria, que ocurre en la capa superficial de los sedimentos de fondo de las lagunas (de la Fuente, 2014). El desarrollo de especies bentónicas está estrechamente asociado a los procesos termodinámicos e hidrodinámicos que gobiernan los flujos de masa, momentum y calor intercambiados entre la atmósfera y la columna de agua (de la Fuente, 2014).

Un primer modelo conceptual para el estudio de la dinámica del ecosistema indica que el rol del transporte horizontal en las lagunas es secundario, de manera que el análisis debiera centrarse primero en los flujos verticales de masa y calor. En ese sentido, las lagunas terminales de este tipo de sistemas tienen dos interfaces igualmente importantes en las que ocurren los procesos de transporte de masa, calor y momentum: la interfaz agua-sedimentos y la interfaz aire-agua. Esta última está íntimamente modulada por la dinámica en la capa límite atmosférica y en particular a su capa inferior, denominada capa atmosférica superficial, que corresponde aproximadamente al 10 % inferior de la capa límite (Garratt, 1992).

Si bien el estudio de capas límites se remonta a los estudios de Prandtl a inicios del siglo XX (Prandtl, 1904), sólo a mediados de ese siglo Monin (1954), Obukhov (1954, 1971) y Montgomery (1948) comenzaron a estudiar de forma teórica la dinámica que ocurre en la capa límite atmosférica. Debido a la complejidad técnica de las mediciones, recién en la década de 1970 aparecieron los primeros estudios experimentales y de terreno de la turbulencia en la capa atmosférica superficial (Aubinet et al., 2012). Desde entonces, muchos procesos de transporte entre la atmósfera y la superficie han podido ser analizados sin tener que intervenir en la interfaz entre ambos medios, gracias a que en la capa atmosférica superficial los flujos turbulentos no varían significativamente con la altura (Aubinet et al., 2012), lo que permite medir transporte de calor, momentum o intercambio de gases lejos de la superficie.

La mayoría de análisis de los procesos de transporte en la interfaz aire-agua se ha llevado a cabo sobre el mar y sobre grandes cuerpos de agua continentales (Csanady, 1990; Garratt, 1992). A pesar de la importancia medioambiental que tienen dichos procesos sobre los cuerpos de agua, éstos han sido poco estudiados en humedales y lagunas continentales someras (Biermann et al., 2014; de la Fuente & Niño, 2010; de la Fuente, 2014; Li et al., 2015; Mammarella et al., 2015; Venäläinen et al., 1998), y en particular en lo que respecta a variación intradiaria y en su relación con la estabilidad de la capa atmosférica superficial.

El propósito de este trabajo es realizar una caracterización general de los procesos termohidrodinámicos que ocurren en la interfaz aire-agua de la laguna principal del Salar del Huasco, en la zona norte de Chile (Figura 1.1).

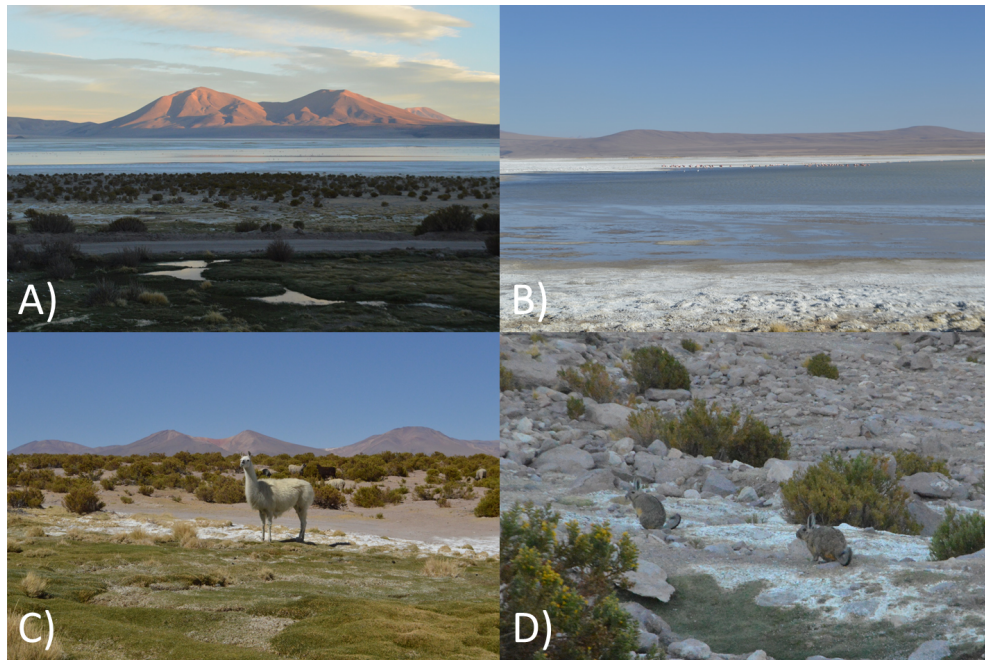


Figura 1.1: Imágenes del Salar del Huasco. Octubre-Noviembre 2015. En A) Vista general de la laguna principal. En B) se observa la laguna con una colonia de flamencos en la orilla. En C) una llama (*Lama glama glama*) pastando cerca de una de las vertientes locales. En D) vizcachas (*Lagidium viscacia*) al atardecer. Fotografías de Jonás Valdivieso.

1.1. Objetivos

1.1.1. Objetivo general

Caracterizar los procesos termohidrodinámicos que ocurren en la interfaz aire-agua del Salar del Huasco, en la Región de Tarapacá, Chile, en base a mediciones en terreno a nivel intradiario.

1.1.2. Objetivos específicos

- Analizar la estabilidad atmosférica del Salar del Huasco e identificar las forzantes atmosféricas principales que afectan el transporte vertical de masa y calor entre la laguna y la atmósfera.
- Analizar la variación de los flujos turbulentos de calor, momentum y masa sobre la laguna.
- Realizar un balance energético superficial en la laguna, que incluya la formación y derretimiento de la capa de hielo que se forma sobre ésta.

1.2. Organización del informe

El presente trabajo se estructura de la siguiente forma:

- Capítulo 2: Marco Teórico.
Este capítulo presenta la teoría básica utilizada para cuantificar los flujos turbulentos, a través del método de covarianza turbulenta.
- Capítulo 3: Metodología.
Describe de las campañas en terreno efectuadas, las hipótesis planteadas y el procesamiento de datos en función de lo estipulado en el marco teórico.
- Capítulo 4: Resultados.
Muestra tanto los datos directos de las mediciones como los resultados del procesamiento posterior.
- Capítulo 5: Discusión y Conclusiones.
Discute los resultados y el análisis, y compara lo obtenido con otros estudios similares.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Flujos turbulentos intercambiados entre el aire y el agua

2.1.1. Fundamento teórico del método de covarianza turbulenta

La siguiente sección está basada en el Capítulo 1 *The Eddy Covariance Method* del libro *Eddy Covariance*, de Aubinet et al. (2012)

Para estimar el transporte de momento, calor y masa se utilizó el **método de covarianza turbulenta** (*Eddy Covariance Method*, Montgomery, 1948; Obukhov, 1971). Dicho método se basa en que una capa límite atmosférica plenamente desarrollada posee una capa interna o inferior, conocida como capa atmosférica superficial (ver Figura 2.1), en la cual, bajo una serie de condiciones y supuestos, los gradientes verticales de los flujos turbulentos de variables conservativas del aire son despreciables.

Para una capa atmosférica límite superficial plana y horizontalmente homogénea desarrollada sobre los elementos de rugosidad, los gradientes de presión y aceleración de Coriolis son despreciables en la ecuación de conservación de momentum, lo que permite obtener

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \rho u_i) = S_i \quad (2.1)$$

donde ρ es la densidad del aire, u_i la componente i -ésima de la velocidad del viento \vec{u} y S_i las fuentes/sumideros de momentum (fuerzas). Los efectos de boyancia en S_i aparecen sólo para la componente vertical de la velocidad del viento w (positiva en contra de la gravedad).

En particular, para el eje horizontal principal x de un sistema cartesiano, la Ecuación 2.1 queda expresada como

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho v u}{\partial y} + \frac{\partial \rho w u}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

donde u y v son las componentes de la velocidad del viento en el eje x e y respectivamente.

Realizando una descomposición de Reynolds a las componentes de la velocidad del viento ($u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$ y $w = \bar{w} + w'$); a la presión atmosférica p ($p = \bar{p} + p'$); a la temperatura potencial del aire θ ($\theta = \bar{\theta} + \theta'$); a la densidad del aire ($\rho = \bar{\rho} + \rho'$); suponiendo válidas las siguientes simplificaciones (Stull, 1988; Nieuwstadt & Van Dop, 2012)

$$\begin{aligned} |p'/\bar{p}| &\ll |\rho'/\bar{\rho}| \\ |p'/\bar{p}| &\ll |\theta'/\bar{\theta}| \\ |\rho'/\bar{\rho}| &\ll 1 \\ |\theta'/\bar{\theta}| &\ll 1 \end{aligned} \quad (2.3)$$

y considerando un sistema de ejes tal que \bar{v} y \bar{w} sean cero, asumiendo homogeneidad horizontal y régimen permanente, la Ecuación 2.2 queda

$$\frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

donde $\overline{w'u'}$ es el término de **covarianza turbulenta**. La barra superior indica promedio de conjunto que conceptualmente representa promediar sobre un número grande realizaciones del mismo experimento, donde las variables medidas (velocidad, presión, etc.) en cada una de estas realizaciones, si bien tendrían un comportamiento promedio coherente, también registrarían diferencias entre sí producto de la turbulencia del flujo. Esta ecuación se traduce en que dichos términos son constantes en la vertical en un plano homogéneo horizontal. El caso análogo al momentum puede hacerse a cualquier variable conservativa, teniendo en cuenta los términos sumidero/fuente.

Cabe mencionar que si bien las simplificaciones realizadas en este análisis no condicionan los resultados del método, que ha sido comprobado y validado empíricamente numerosas veces en laboratorio, sí posee supuestos que no se dan en sistemas naturales, como régimen permanente u homogeneidad horizontal.

2.1.2. Flujos turbulentos de calor

Considerando válidos los supuestos del método de covarianza turbulenta para calcular flujos turbulentos sobre una laguna (ver Sección 2.1.1) (Verma, 1990), el flujo de calor sensible (H_0) se determina como (Garratt, 1992)

$$\frac{H_0}{\rho C_p} = \overline{w'\theta'} \quad (2.5)$$

donde C_p es el calor específico del aire, y $\overline{w'\theta'}$ es la covarianza entre la componente vertical del aire w (perpendicular a la superficie del agua, positivo en contra de la gravedad) y la temperatura potencial θ . Esta covarianza se conoce también como flujo turbulento vertical de calor, el cual tiene su origen en las diferencias entre la temperatura del aire y el agua.

De igual forma, el flujo de calor latente (LE_0) se calcula y corrige por efectos de boyancia siguiendo a Webb et al. (1980) como

$$LE_0 = L_v(1 + mR) \left(\overline{C'_{H_2O} w'} + \overline{C_{H_2O} \frac{w'\theta'}{\theta}} \right) \quad (2.6)$$

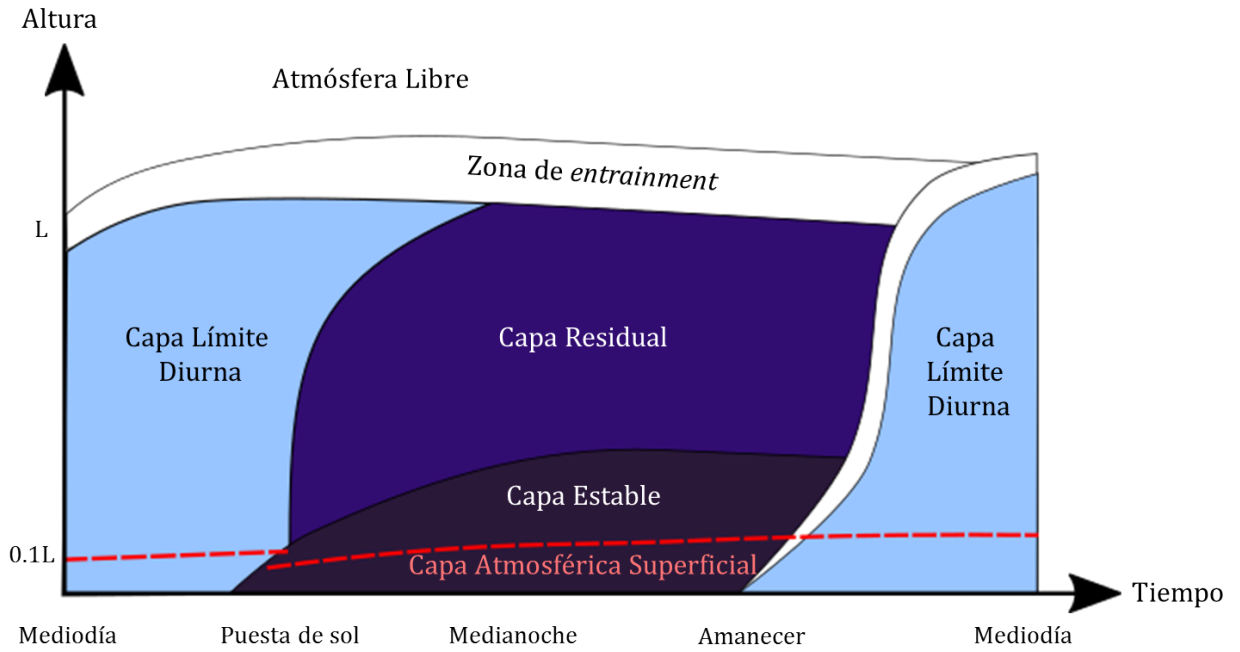


Figura 2.1: Esquema conceptual de la capa límite atmosférica. La capa atmosférica superficial corresponde aproximadamente al 10% inferior de la capa límite, la cual puede llegar a alturas entre 1000 y 2000 m (Modificado de Stull, 1988).

donde m es la razón entre los pesos moleculares del aire seco y el agua en el aire, R es la razón entre la concentración de agua en el aire y la densidad del aire seco, $\overline{C'_{H_2O}w'}$ es el flujo turbulento vertical de concentración de agua en el aire (C_{H_2O}) y θ debe estar en K .

El calor latente de vaporización (L_v) se estima a través de la ecuación empírica de Stull (1988) como

$$L_v = 2501 - 2.31\bar{\theta} \quad (2.7)$$

donde L_v está en Jgr^{-1} y θ debe estar en $^{\circ}C$.

En el caso en que la superficie de la laguna se congelase, como se reportó en ambas campañas durante la noche (ver Figura 2.2), se reemplaza el calor latente de vaporización por el calor latente de sublimación L_s en la Ecuación 2.6, a través de la estimación (Leppäranta, 2015)

$$L_s = 2828 - 0.39\bar{\theta} \quad (2.8)$$

con las mismas unidades que la Ecuación 2.7.

2.1.3. Estabilidad atmosférica y funciones de similitud

La estabilidad atmosférica hace referencia a la estabilidad de las parcelas de aire en la atmósfera, la cual depende del gradiente vertical de la densidad del aire, estrechamente relacionada con la temperatura y la humedad del aire. Las parcelas de aire son más cálidas entre más cerca de la superficie están y se enfrían a medida que se alejan de ésta, en una proporción

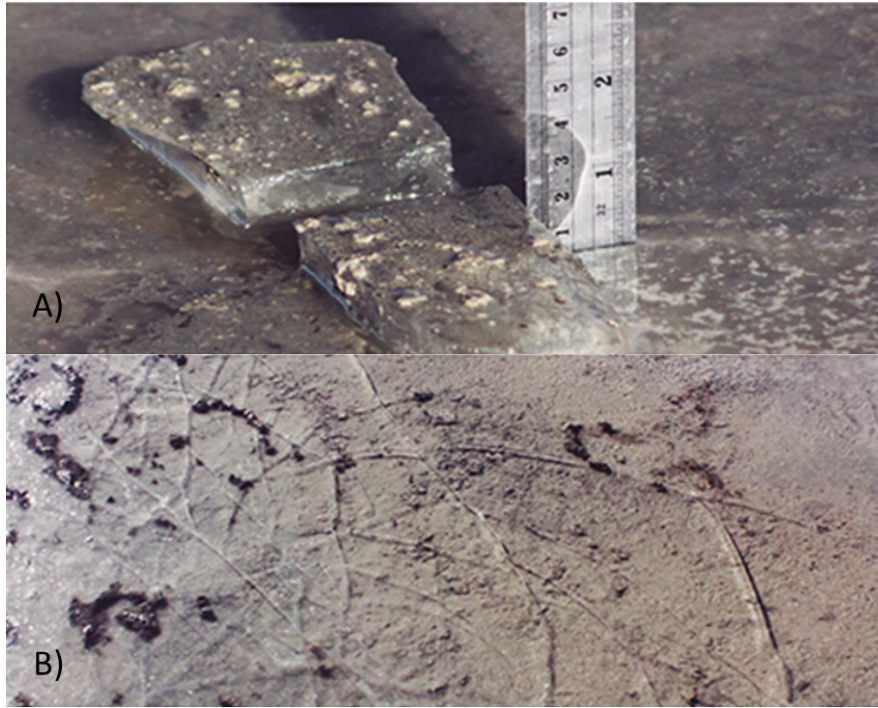


Figura 2.2: Capa de hielo sobre la laguna del Salar del Huasco. Mayo de 2016. En A) se muestra el espesor de la capa medido a las 11:00 del 18 de mayo (aproximadamente 2 cm). En B) se muestra el aspecto de la superficie en ese momento.

conocida como gradiente adiabático:

$$\Gamma_{adD} = -\frac{dT}{dz} = 9.8 \left[\frac{^{\circ}C}{km} \right] \quad (2.9)$$

donde Γ_{adD} es el gradiente adiabático seco y T es la temperatura del aire. La presencia de agua en la atmósfera modifica este gradiente:

$$\Gamma_m = g \frac{1 + \frac{L_v R}{R_d T}}{C_p + \frac{L_v^2 R m}{R_d T^2}} \quad (2.10)$$

donde Γ_m es el gradiente adiabático húmedo (o saturado) y R_d es la constante de los gases para el aire seco.

Adicionalmente, las parcelas de aire más cálidas son menos densas que las frías, por lo que existe un equilibrio entre temperatura, altitud y densidad. Si las parcelas de la parte baja se calientan (lo que puede darse por aumento de la temperatura de la superficie) tenderán a ascender por efecto de la boyancia (son menos densas), desplazando a las parcelas más frías y densas hacia abajo. Este proceso se conoce como **condición atmosférica inestable**. En el caso opuesto, si las parcelas de aire se enfrían cerca de la superficie, aumentarán su densidad, evitando así que otras forzantes, como el viento, las eleve. Esto se conoce como **condición atmosférica estable**.

Para cuantificar el efecto de la estabilidad atmosférica en la capa atmosférica superficial sobre el transporte vertical de masa, momentum y calor; se calcula el parámetro de altura

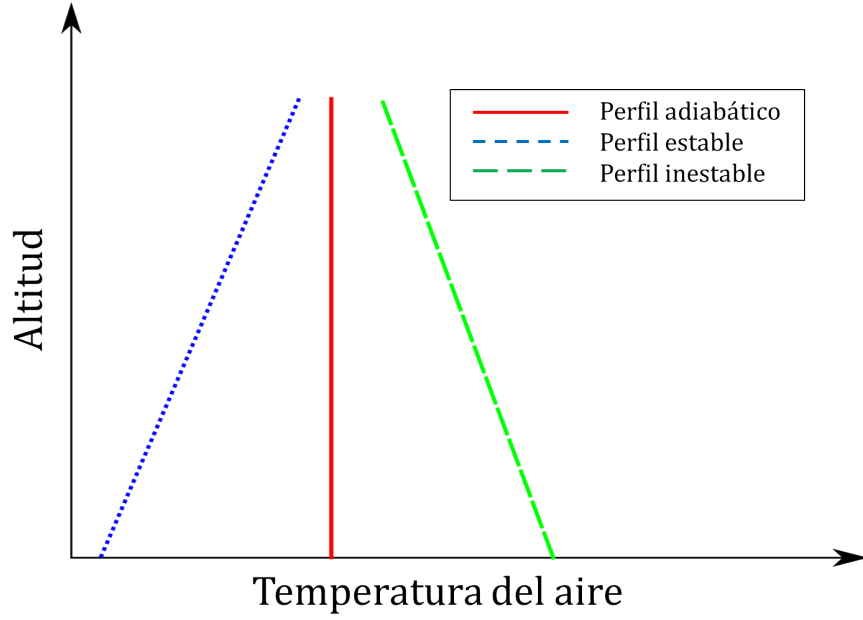


Figura 2.3: Esquema de perfiles de temperatura con diferente estabilidad en la capa superficial, en donde el efecto de los gradientes adiabáticos es despreciable.

adimensional de Monin-Obukhov ζ (Monin & Obukhov, 1954) como:

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (2.11)$$

donde z es la altura de referencia del parámetro (en el caso del presente trabajo, corresponde a la altura instrumental) y L se conoce como Longitud de Monin-Obukhov, que se obtiene de

$$L = -\frac{u_*^3}{\frac{\kappa g}{\theta} \overline{w'\theta'}} \quad (2.12)$$

donde κ es la constante de von Kármán ($\kappa \approx 0.4$), g es la aceleración de gravedad y u_* es la velocidad de corte actuando en superficie tal que

$$\tau_0 = \rho_a u_*^2 \quad (2.13)$$

donde τ_0 es el esfuerzo de corte del viento actuando sobre la superficie y ρ_a la densidad del aire. u_* está determinada como (Garratt, 1992):

$$u_*^2 = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{0.5} \quad (2.14)$$

Similar al número de Richardson, el adimensional de Monin-Obukhov ζ es una razón que estima la altura a la cual los esfuerzos cinéticos (caracterizados por u_*) predominan por sobre los boyantes (cuantificados en $\overline{w'\theta'}$). Cuando $\zeta = 0$, los esfuerzos cinéticos predominan significativamente sobre los boyantes y se habla de condición estable. Para valores de $\zeta > 0$ los esfuerzos boyantes son negativos, reduciendo la energía cinética generada por efectos convectivos, provocando así que las parcelas de aire frías y más densas se mantengan en la parte baja (condición estable). Adicionalmente, la reducción de u_* disminuye la capacidad

de mezcla en la capa superficial, contribuyendo a mantener la estabilidad. Debido al efecto combinado de ambos esfuerzos, la condición estable tiene un límite teórico de $\zeta = 1$, punto en el que la Energía Cinética Turbulenta (*TKE* por sus siglas en inglés) se disipa totalmente (Garratt, 1992). Por el contrario, en el rango $\zeta < 0$, los efectos boyantes son positivos, lo que fuerza a que existan parcelas más cálidas en relación al gradiente adiabático de temperatura en la parte baja de la capa atmosférica, provocando una condición inestable. Esta condición no posee límite teórico. Cuando $\zeta \rightarrow -\infty$ se denomina convección libre, en la que el transporte vertical está dado exclusivamente por los flujos boyantes de plumas térmicas que ascienden.

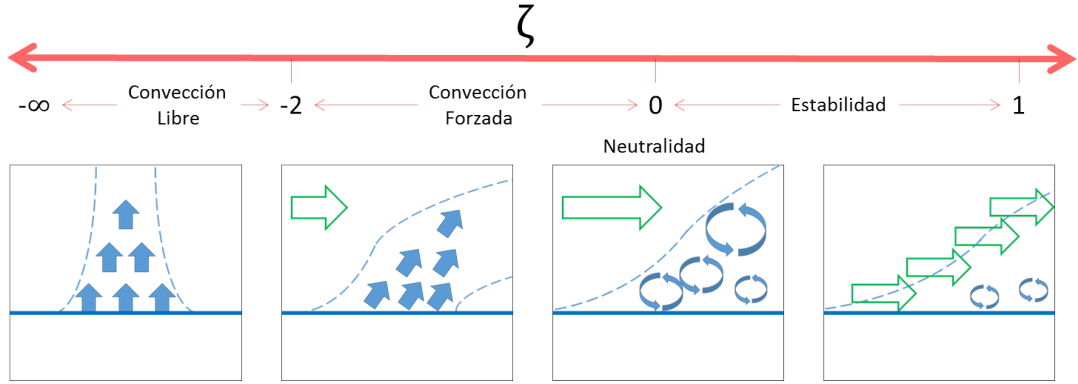


Figura 2.4: Descripción esquemática del efecto de la estabilidad en la capa atmosférica superficial en un sistema como el Salar del Huasco. Las flechas verdes representan el efecto del viento en el sistema. Las azules, el de la boyancia.

Para cuantificar el efecto de la estabilidad atmosférica en los procesos de transporte en la interfaz aire-agua se considera válida la Teoría de la Similitud de Obukhov (Aubinet et al., 2012; Obukhov, 1971) que extiende la longitud de mezcla de Prandtl al caso no estable. Es así que los perfiles verticales de la velocidad del viento, temperatura y humedad específica en la capa atmosférica superficial se obtienen de (Businger et al., 1971; Wyngaard & Cote, 1971)

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_m \quad (2.15)$$

$$\frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \phi_h \quad (2.16)$$

y

$$\frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_w \quad (2.17)$$

donde q es la humedad específica del aire y U es la magnitud total de la velocidad del viento, igual a

$$U^2 = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) \approx (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \quad (2.18)$$

ya que $\bar{w} \approx 0$ si el anemómetro está correctamente alineado con la superficie del agua (Aubinet et al., 2012).

θ_* es el parámetro de escala de turbulencia de la temperatura, definido como (Garratt, 1992):

$$\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2.19)$$

De forma análoga, se define el parámetro de escala de turbulencia de la humedad como (Garratt, 1992):

$$q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad (2.20)$$

Por último, ϕ_m , ϕ_h y ϕ_w , son las denominadas *funciones adimensionales de gradiente vertical*, que son función de ζ de acuerdo a análisis dimensional (Monin & Obukhov, 1954). Para el caso neutral, las tres funciones son iguales a 1, recuperándose así el perfil logarítmico de la velocidad del viento en la Ecuación 2.15.

Debido a la naturaleza de las mediciones, es conveniente trabajar con la forma integral de las Ecuaciones 2.15, 2.16 y 2.17 las cuales se escriben como (Garratt, 1992; Panofsky, 1963)

$$\begin{aligned} \frac{\kappa U}{u_*} &= \int \zeta^{-1} \phi_m(\zeta) d\zeta \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \int [1 - \phi_m(\zeta)] d(\ln\zeta) \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\kappa(\theta - \theta_0)}{\theta_*} &= \int \zeta^{-1} \phi_h(\zeta) d\zeta \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \int [1 - \phi_h(\zeta)] d(\ln\zeta) \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h(\zeta) \end{aligned} \quad (2.22)$$

y

$$\begin{aligned} \frac{\kappa(q - q_0)}{q_*} &= \int \zeta^{-1} \phi_w(\zeta) d\zeta \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \int [1 - \phi_w(\zeta)] d(\ln\zeta) \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \Psi_w(\zeta) \end{aligned} \quad (2.23)$$

donde Ψ_m , Ψ_h y Ψ_w son las llamadas *funciones adimensionales integrales de perfil*. z_0 en la Ecuación 2.21, es la denominada longitud de rugosidad aerodinámica, mientras que z_T y z_q son las longitudes de escala de rugosidad de la temperatura y de la humedad, respectivamente. θ_0 es la temperatura potencial en la superficie y q_0 es la humedad específica de la superficie.

Tanto Ψ_m , Ψ_h como Ψ_w han sido estimadas de forma empírica a través de mediciones en terreno y a través de análisis dimensional. Existen diversos estudios que han parametrizado estas funciones, entre los cuales se destacan:

- Webb (1970) estudió los perfiles verticales bajo condiciones estables y cercanas a la neutralidad, obteniendo

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 5.2\zeta \quad (2.24)$$

para $\zeta > 0$ y

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 4.5\zeta \quad (2.25)$$

para $0 \geq \zeta > -0.03$.

- Businger et al. (1971) realizaron un análisis en un rango mayor a partir de información obtenida en un centro experimental en Kansas en el verano de 1968. Utilizaron una constante modificada de von Kármán igual a 0.35 para ajustar sus datos a las mediciones. Högstöm, en 1988, atribuyó esta anomalía a errores sistemáticos en la medición. Sus correcciones a las ecuaciones de Businger et al., utilizando $\kappa = 0.4$ son:

$$\phi_m = 1 + 6\zeta \quad (2.26)$$

$$\phi_h = 0.95 + 7.8\zeta \quad (2.27)$$

para $\zeta \geq 0$ y:

$$\phi_m = (1 - 19.3\zeta)^{-0.25} \quad (2.28)$$

$$\phi_h = (1 - 11.6\zeta)^{-0.5} \quad (2.29)$$

para $\zeta < 0$.

- Dyer (1974), revisó y estudió información del trabajo de Dyer & Hicks (1970) para un rango amplio de valores de inestabilidad, y comparó sus resultados tanto para condiciones estables como inestables con trabajos anteriores, como el de Businger et al. (1971); Crawford (1965) y Webb (1970). Su parametrización a las funciones de similitud son:

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 5\zeta \quad (2.30)$$

para $\zeta \geq 0$ y:

$$\phi_m = (1 - 16\zeta)^{-0.25} \quad (2.31)$$

$$\phi_h = \phi_w = (1 - 16\zeta)^{-0.5} \quad (2.32)$$

para $\zeta < 0$.

- Högstöm (1988), en su trabajo sugirió, a través de análisis empíricos, que ϕ_h en condiciones neutrales presenta una anomalía, siendo $\phi_h(\zeta = 0) = 0.95$ en vez de 1, que era lo esperado (ver Ecuación 2.27, de Businger et al., por ejemplo). Sus correcciones, imponiendo $\phi_h(\zeta = 0) = 1$ son:

$$\phi_m = 1 + 4.8\zeta \vee \phi_m = 1 + 6\zeta \quad (2.33)$$

$$\phi_h = 1 + 7.8\zeta \quad (2.34)$$

para $\zeta \geq 0$ y:

$$\phi_m = (1 - 19.3\zeta)^{-0.25} \quad (2.35)$$

$$\phi_h = (1 - 12\zeta)^{-0.5} \quad (2.36)$$

para $\zeta \leq 0$.

La Ecuación 2.33 no presenta una única parametrización debido a la significativa dispersión de los datos analizados.

- Kader & Yaglom (1990) estudiaron series de tiempo obtenidas entre los veranos de 1981 a 1987 en la estación de terreno de Tsimlyansk, cerca de la zona del Caucazo de la antigua Unión Soviética. Su trabajo se enfocó en condiciones inestables

$$\phi_m = 2.6\kappa \quad (2.37)$$

$$\phi_h = 2.4\kappa \quad (2.38)$$

para $0 > \zeta \geq -0.04$;

$$\phi_m = 1.7\kappa\zeta_0^{-1/3} \quad (2.39)$$

$$\phi_h = 1.1\kappa\zeta_0^{-1/3} \quad (2.40)$$

para $-0.12 > \zeta \geq -1.2$; y

$$\phi_m = 0.7\kappa\zeta_0^{1/3} \quad (2.41)$$

$$\phi_h = 0.9\kappa\zeta_0^{-1/3} \quad (2.42)$$

para $\zeta \geq -2$, donde $\zeta_0 = -\zeta/\kappa$.

Las ecuaciones antes descritas se presentan en la Figura 2.5.A, 2.5.B y 2.5.C.

Como se mencionó anteriormente, es conveniente trabajar con la forma integral de las funciones de similitud, que de acuerdo a su definición (Ecuaciones 2.21, 2.22 y 2.23), deberían ser 0 bajo condiciones neutras. Para las parametrizaciones que comparten la misma forma (Webb, 1970; Businger et al., 1971; Dyer, 1974; Högström, 1988), Garratt (1992) propuso las siguientes expresiones para sus formas integrales:

- Ψ_m se expresa como:

$$\Psi_m = 2\ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-2}}{2}\right) - 2\operatorname{atan}(\phi_m^{-1}) + \frac{\pi}{2} \quad (2.43)$$

para $\zeta < 0$ y:

$$\Psi_m = 1 - \phi_m \quad (2.44)$$

para $\zeta \geq 0$.

- En el caso de Ψ_h :

$$\Psi_h = 2\ln\left(\frac{1 + \phi_h^{-1}}{2}\right) \quad (2.45)$$

para $\zeta < 0$ y:

$$\Psi_h = 1 - \phi_h \quad (2.46)$$

para $\zeta \geq 0$.

- Dado que las ecuaciones que se proponen de ϕ_w son iguales a las de ϕ_h y la evidencia sugiere que el perfil de ambas variables conservativas es igual (Garratt, 1992), se asumió la misma formulación de Ψ_h para Ψ_w .

$$\Psi_w = 2 \ln \left(\frac{1 + \phi_w^{-1}}{2} \right) \quad (2.47)$$

para $\zeta < 0$ y:

$$\Psi_w = 1 - \phi_w \quad (2.48)$$

para $\zeta \geq 0$.

Las ecuaciones en sus formas integrales se presentan en la Figura 2.5.D, 2.5.E y 2.5.F.

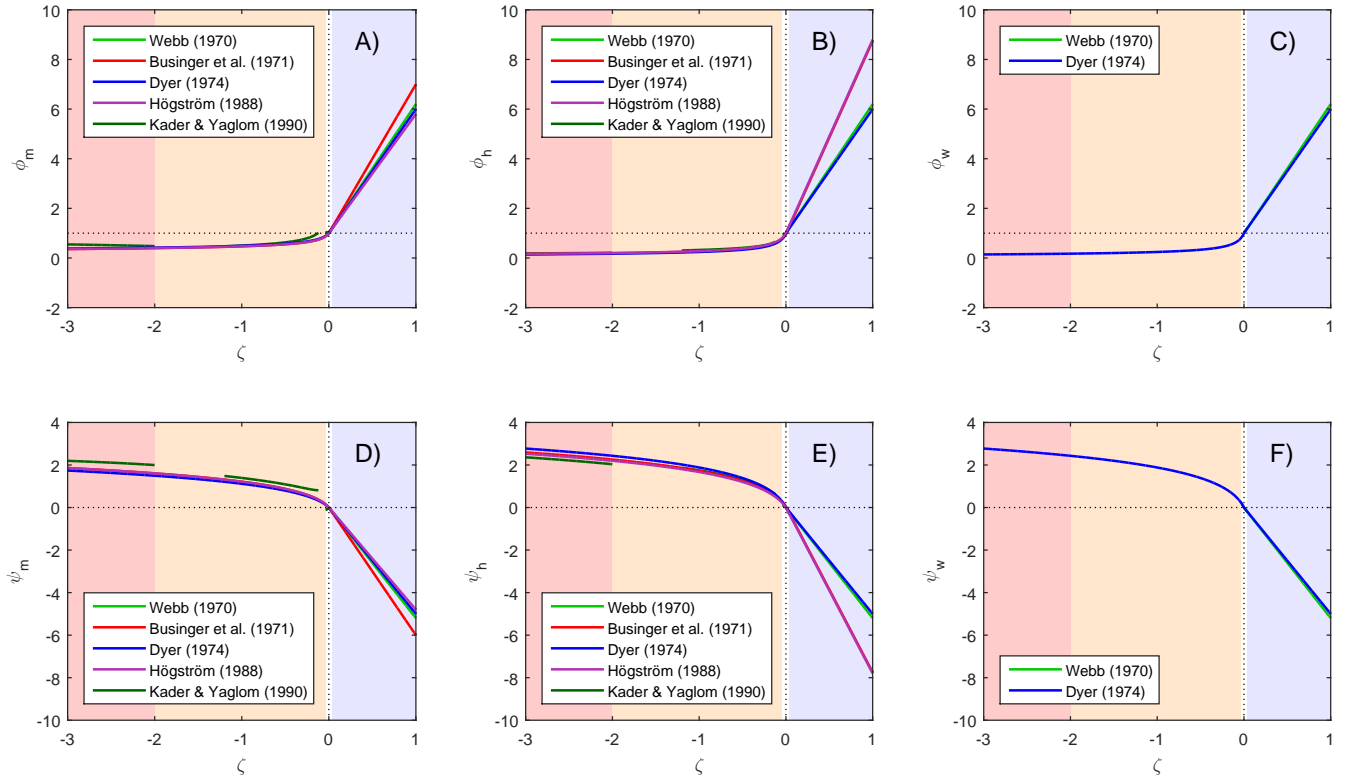


Figura 2.5: Funciones de similitud en función de ζ . En A), B) y C) se presentan las Funciones de gradiente vertical para momentum (ϕ_m), temperatura (ϕ_h) y humedad (ϕ_w), respectivamente. En D), E) y F) se presentan las Funciones integrales de perfil para momentum (Ψ_m), temperatura (Ψ_h) y humedad (Ψ_w), respectivamente. La zona azul claro indica estabilidad atmosférica; la blanca, neutralidad; la naranja claro, inestabilidad; y la rojo claro inestabilidad tendiendo a convección libre.

2.1.4. Coeficientes de transferencia

Un enfoque complementario para el cálculo de los flujos turbulentos es mediante los coeficientes de transferencia (*bulk transfer coefficients*) de momento (conocido también como

coeficiente de arrastre), coeficiente de transferencia de calor y coeficiente de transferencia de humedad, definidos como:

- El coeficiente de arrastre C_D se define como (Garratt, 1992):

$$C_D = \left(\frac{u_*}{U}\right)^2 \quad (2.49)$$

- El coeficiente de transferencia de calor C_H se expresa como (Garratt, 1992):

$$\frac{H_0}{\rho C_p} = \overline{w'\theta'} = C_H U (\theta_0 - \theta) \quad (2.50)$$

- El coeficiente de transferencia de humedad C_W se escribe como (Garratt, 1992):

$$\frac{LE_0}{L_v \rho} = \overline{w'q'} = C_W U (q_0 - q) \quad (2.51)$$

Es directo ver que reemplazando la Ecuación 2.21 en la Ecuación 2.49 se obtiene una dependencia directa en C_D de la estabilidad atmosférica, tal que el coeficiente de arrastre se escribe como (Garratt, 1992; Hicks, 1975):

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta)\right]^2} \quad (2.52)$$

mientras que los coeficientes de transferencia de calor y masa se expresan como C_H y C_W como (Garratt, 1992; Hicks, 1975):

$$C_H = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h(\zeta)\right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta)\right]} \quad (2.53)$$

y

$$C_W = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \Psi_w(\zeta)\right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta)\right]} \quad (2.54)$$

La forma neutra de los coeficientes de transferencia (C_{DN} , C_{HN} y C_{WN} para arrastre, calor y humedad respectivamente) se obtienen al evaluar el caso particular $\zeta = 0$, lo que entrega:

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]^2} \quad (2.55)$$

$$C_{HN} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_T}\right)\right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]} \quad (2.56)$$

$$C_{WN} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_q}\right)\right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]} \quad (2.57)$$

En la literatura, son las formas neutras de los coeficientes las que usualmente se parametrizan, ya que muy pocas veces se considera el efecto de estabilidad atmosférica en su modelación.

Enfoques más simples para parametrizar los coeficientes de transferencia consideran, por ejemplo, una dependencia del coeficiente de arrastre con la velocidad del viento. En ese sentido, Garratt (1992) propuso dos formas polinómicas dadas por:

$$C_{DN_{10}} = (a_1 + b_1 U_{10}) \cdot 10^{-3} \quad (2.58)$$

y

$$C_{DN_{10}} = a_2 \cdot U_{10}^{b_2} \cdot 10^{-3} \quad (2.59)$$

donde $C_{DN_{10}}$ es el coeficiente de arrastre para condiciones neutras y una velocidad referida a 10 m sobre la superficie, U_{10} es la magnitud de la velocidad a 10 m sobre la superficie. Los coeficientes a_1 , a_2 , b_1 y b_2 son constantes empíricas y toman los valores de $a_1 = 0.75$, $a_2 = 0.51 (m s)^{-b_2}$, $b_1 = 0.067 s m^{-1}$ y $b_2 = 0.46$ (Garratt, 1992).

De igual forma, Garratt (1992) también sugirió una parametrización similar para los coeficientes de transferencia de calor y humedad, los cuales, según observaciones, han demostrado ser constantes:

$$C_{HN} = C_{WN} \approx 1.1 \cdot 10^{-3} \quad (2.60)$$

Análogamente, Hicks (1972), como resultado de estudios empíricos, propuso parametrizaciones no constantes para C_{HN} y C_{WN} :

$$C_{HN} = \frac{\kappa \sqrt{C_{DN_{10}}}}{\ln \left(1 + \frac{\kappa u_* z}{D_H} \right)} \quad (2.61)$$

y

$$C_{WN} = \frac{\kappa \sqrt{C_{DN_{10}}}}{\ln \left(1 + \frac{\kappa u_* z}{D_W} \right)} \quad (2.62)$$

donde D_H y D_W son los coeficiente de difusión molecular del calor y del agua en el aire, que toman valores cercanos a $1.9 \cdot 10^{-5}$ y $2.82 \cdot 10^{-5} m^2 s^{-1}$, respectivamente.

Finalmente, Liu et al. (1979) estimaron valores para los tres coeficientes con mediciones sobre el mar, obteniendo:

$$C_{DN_{10}} = (0.63 + 0.066 U_{10}) \cdot 10^{-3} \quad (2.63)$$

Esta representación posee la misma forma que la Ecuación 2.58 de Garratt (1992). Liu et al. también sugirieron que los coeficientes C_{HN} y C_{WN} pueden obtenerse al reemplazar en las ecuaciones 2.51 y 2.52 los valores de θ_0 y q_0 por la temperatura de la superficie del agua T_w y q_w respectivamente, donde q_w es la saturación específica calculada a la temperatura T_w .

Por último, vale la pena mencionar que las mediciones del viento, temperatura y humedad relativa no necesariamente se realizan a 10 m de altura sobre la superficie. Para corregir las mediciones al mencionado nivel de referencia, se utilizaron los perfiles pseudologarítmicos dados por las funciones de similaridad. Básicamente, en vez de integrar las ecuaciones 2.21, 2.22 y 2.23 entre la altura instrumental y longitud de escala de rugosidad correspondiente, se integran entre la altura instrumental y la altura de referencia $z = 10 m$.

2.1.5. Longitudes de escala de rugosidad

De las Ecuaciones 2.21, 2.22 y 2.23 se observa que la integración vertical es válida desde la subcapa interfacial en adelante, cuya altura depende de los procesos de transporte asociados a cada variable conservativa.

La definición de la longitud de rugosidad aerodinámica corresponde a la altura a la cual la magnitud de la velocidad del viento U , calculada para la condición neutra de 2.21 se hace cero (Garratt, 1992). De esta forma, se tiene

$$z_0 = ze^{-\frac{\kappa U(z)}{u_*}} \quad (2.64)$$

donde $U(z)$ es la magnitud del viento a una altura z sobre la superficie. Esta formulación requiere que la condición de estabilidad sea exactamente neutra y que la altura z sea precisa y no varíe en el tiempo.

En ausencia de mediciones directas de estabilidad, existen diversos modelos algebraicos para calcular la rugosidad en función de las variables del flujo. En analogía con escurrimiento en tuberías o canales (Ábaco de Moody), Hinze (1975), indicó una parametrización de z_0 estimada a través de experimentos para flujos en paredes aerodinámicamente lisas, como

$$z_0 \approx 0.11 \frac{\nu}{u_*} \quad (2.65)$$

donde ν es la viscosidad cinemática del aire.

La parametrización más comúnmente usada de z_0 para flujos en paredes aerodinámicamente rugosas fue desarrollada por Charnock (1955) a partir de mediciones de viento sobre el mar:

$$z_0 = \frac{\alpha_c u_*^2}{g} \quad (2.66)$$

donde α_c es el coeficiente de Charnock, cuyo valor usual es 0.011 (Csanady, 2004).

Las longitudes de escala de rugosidad para temperatura z_T y humedad z_q deberían ser calculadas de forma análoga a la Ecuación 2.64, pero debido a que la medición de sus variables conservativas asociadas es difícil, ambos valores son normalmente estimados.

Garratt (1992) presentó parametrizaciones para z_T y z_q dependiendo de la rugosidad aerodinámica del flujo sobre océano, considerando un *modelo de renovación de superficie*. Considerando un número de Prandtl $Pr = \nu/DH \approx 0.71$ y un número de Schmidt en el aire para el vapor de agua $Sc = \nu/DW \approx 0.6$, definió z_T para flujo liso como

$$\frac{z_T u_*}{\nu} \approx 0.2 \quad (2.67)$$

y z_q como

$$\frac{z_q u_*}{\nu} \approx 0.3 \quad (2.68)$$

Para una superficie aerodinámicamente rugosa, Garratt derivó las expresiones:

$$\ln \left(\frac{z_0}{z_T} \right) = 2.48 Re_*^{0.25} - 2 \quad (2.69)$$

para z_T y

$$\ln\left(\frac{z_0}{z_q}\right) = 2.28Re_*^{0.25} - 2 \quad (2.70)$$

para z_q , con los mismos valores de Pr y Sc , y donde Re_* es el número de Reynolds de Rugosidad, definido como:

$$Re_* = \frac{u_* z_0}{\nu} \quad (2.71)$$

Finalmente, Hicks (1975) propuso una relación entre las difusividades moleculares y las longitudes de escala de rugosidad:

$$z_T \approx \frac{D_H}{\kappa u_*} \quad (2.72)$$

$$z_q \approx \frac{D_W}{\kappa u_*} \quad (2.73)$$

2.2. Balance de energía superficial

El Balance de energía superficial (BES) es la resultante de los flujos de calor intercambiados con la atmósfera (onda corta incidente y reflejada, onda larga incidente y emitida y flujos turbulentos de calor sensible y latente), menos la fracción de radiación de onda corta que penetra el agua o el hielo y el flujo de calor intercambiado con el hielo o la columna de agua según sea el caso con o sin formación de hielo. Esta suma de flujos da cuenta del BES que se escribe como:

$$BES = H_{lw} + (1 - \alpha)\Gamma H_{sw} - H_0 - LE_0 + H_W \quad (2.74)$$

donde BES debería ser cero dado que la superficie no acumula o libera calor, α es el albedo de la superficie del agua. Γ es un coeficiente empírico de la fracción de radiación de onda corta que cruza la superficie y penetra el agua o hielo según sea el caso (Leppäranta, 2015). H_{sw} es la radiación de onda corta incidente y H_{lw} es la resultante de los flujos de radiación de onda larga incidente menos emitida, determinada utilizando la ley de Stefan-Boltzmann como:

$$H_{lw} = \varepsilon_a \sigma \theta^4 - \varepsilon_s \sigma \theta_0^4 \quad (2.75)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann (igual a $5.67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$), θ y θ_0 están en K , ε_a y ε_s son las emisividades del aire y de la superficie, respectivamente. El valor empírico de ε_s es 0.97 para agua (Davies et al., 1971) mientras ε_a está computado como función de la temperatura del aire θ para cielos despejados como (Idso & Jackson, 1969):

$$\varepsilon_a = 1 - 0.261e^{-7.77 \cdot 10^{-4} \theta^2} \quad (2.76)$$

donde θ debe estar en $^{\circ}C$. Finalmente, H_W corresponde al flujo de calor desde la columna agua a la superficie en caso que no exista formación de hielo, o igual al flujo de calor desde

el agua hacia la capa de hielo, dado por el gradiente de temperaturas dentro de la columna de agua, como

$$H_W = k_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \quad (2.77)$$

donde k_w es la conductividad térmica en el agua (Leppäranta, 2015). Debido a la someridad de la laguna, se considera que este flujo es despreciable.

En términos generales, el flujo de calor entre la laguna y la atmósfera se define positivo si ocurre en contra de la aceleración de gravedad (positivo en el eje z anteriormente definido). La naturaleza de este flujo es difusión molecular que transporta calor a través del hielo o la subcapa difusiva térmica según sea el caso. En caso que no exista hielo en la superficie del agua, es usual asumir que el intercambio de calor entre la superficie y la columna de agua es muy eficiente, tal que la temperatura en la superficie es igual a la temperatura del agua. Dado que $BES = 0$ siempre, el flujo de calor se despeja de (2.74) y reemplaza directamente en la ecuación de conservación de calor para el agua, escrita como (de la Fuente, 2014):

$$\rho_w C_{pw} h_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = H_G + (1 - \alpha) H_{sw} - H_0 - LE_0 + H_{lw} \quad (2.78)$$

donde ρ_w es la densidad del agua, C_{pw} su calor específico y h_w es la altura de la columna de agua (en torno a los 5 cm).

Por el contrario, cuando existe formación de hielo, suponer que el transporte de calor entre el hielo y la superficie es eficiente deja de ser válido, por lo que no es posible considerar que la temperatura del hielo es uniforme. Un modelo simplificado considera que el flujo de calor que difunde desde el hielo hacia la superficie de este, es igual al calor liberado desde el agua producto del cambio de fase del agua bajo el hielo desde el estado líquido al estado sólido. Según Leppäranta (2015), este flujo de calor H_W puede representarse ya sea a través del calor liberado desde el agua para aumentar el espesor de hielo, tal que

$$H_W = H_F = \rho_i L_f \frac{\partial h_i}{\partial t} \quad (2.79)$$

o bien como el flujo difusivo de calor que se explica por una diferencia de temperatura entre el agua y la superficie del hielo, tal que

$$H_F = k \frac{T_f - T_0}{h_i} \quad (2.80)$$

donde ρ_i es la densidad del hielo, L_f es el calor latente de derretimiento/congelamiento, k es la conductividad térmica del hielo, T_f es la temperatura en la interfaz agua-hielo (la cual se asume, según este modelo, igual a la temperatura de fusión, 0 °C), T_0 es la temperatura superficial del hielo y h_i es el espesor de la capa de hielo. Esta ecuación considera una distribución lineal de la temperatura al interior del hielo.

Por último, si se considera que parte de la radiación de onda corta que penetra hacia el hielo es absorbida en éste, se plantea un modelo simplificado para calcular el flujo de calor absorbido en el hielo, H_{ret} , escrito como:

$$H_{ret} = \frac{1}{h_i} \int_{z=0}^{z=h_i} (1 - \alpha)(1 - \Gamma) H_{sw} e^{-az} dz \quad (2.81)$$

donde a es el coeficiente de difusión lumínica del hielo (Leppäranta, 2015), que tiene unidades de m^{-1} , y es también conocido como coeficiente de extinción de luz.

Finalmente, el BES considerando hielo (ver Figura 2.6) queda dado por la modificación de la Ecuación 2.74, como

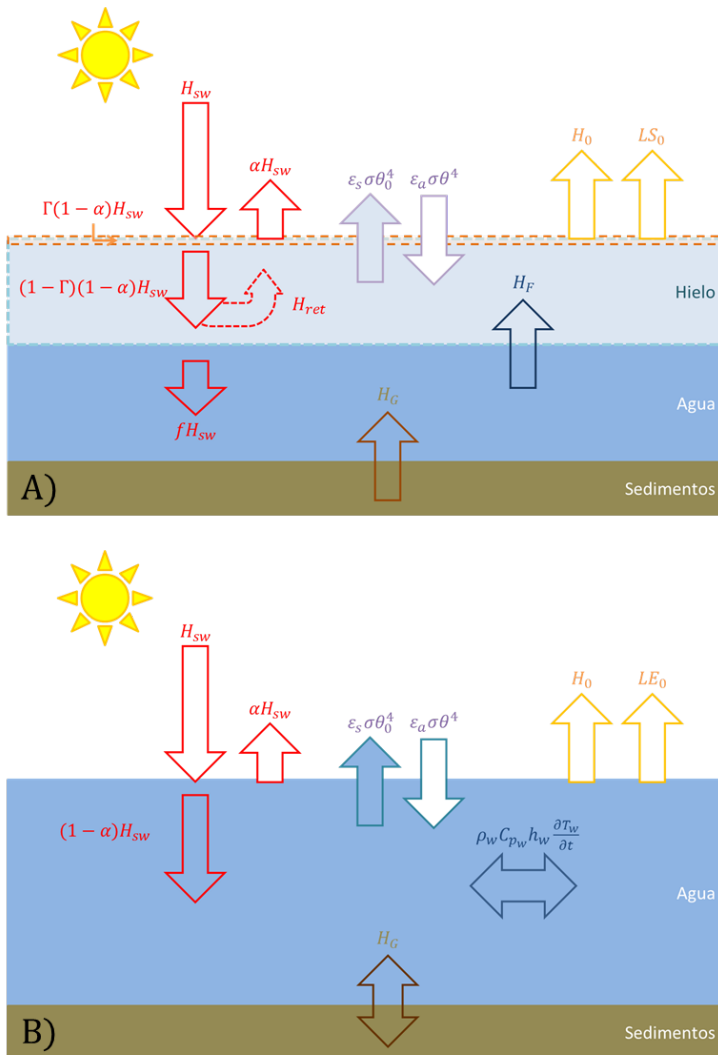
$$BES = H_{lw} + (1 - \alpha)\Gamma H_{sw} - H_0 - LE_0 + H_F \quad (2.82)$$

mientras que el balance de energía en el agua queda dado por

$$\rho_w C_{p_w} h_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = H_G + fH_{sw} - H_F \quad (2.83)$$

con fH_{sw} la fracción de radiación de onda corta que llega al agua, dada por

$$fH_{sw} \leq (1 - \Gamma)(1 - \alpha)H_{sw} - H_{ret} \quad (2.84)$$



Leyenda

- H_{sw} : Radiación de onda corta
- α : Albedo
- Γ : Coeficiente de retención de H_{sw} en la superficie
- ϵ_s, ϵ_a : Emisividad de la superficie y del aire respectivamente
- θ_0, θ : Temperatura de la superficie y del aire respectivamente
- σ : Constante de Stefan-Boltzmann
- H_0 : Flujo de calor sensible
- LS_0, LE_0 : Flujo de calor latente de sublimación y evaporación respectivamente
- H_F : Flujo de calor por congelamiento
- H_G : Flujo de calor desde/hacia los sedimentos
- H_{ret} : Flujo de calor retenido en la capa de hielo
- f : Fracción de radiación de onda corta que llega al agua a través del hielo
- ρ_w : Densidad del agua
- C_{pw} : Calor específico del agua
- h_w : Espesor de la columna de agua
- T_w : Temperatura del agua

Figura 2.6: Esquema del balance de energía en el salar, considerando en la superficie la interfaz aire-hielo (A) y la interfaz aire-agua (B), en presencia radiación de onda corta incidente mayor a cero. H_G representa el flujo de calor proveniente desde los sedimentos (de la Fuente, 2014).

Capítulo 3

Metodología

3.1. Sitio de estudio

El Salar del Huasco es un humedal protegido por la Convención Relativa a los Humedales de Importancia Internacional, conocida también como Convenio de Ramsar (Ramsar Convention Secretariat, 2016). Está localizado en la Región de Tarapacá, Chile, 180 *km* al este de la ciudad de Iquique y 1450 *km* al norte de la ciudad de Santiago de Chile (Figura 3.1).

La cuenca del Salar del Huasco es endorreica y posee un clima desértico de altura debido a su gran altitud, registrándose una precipitación cercana a cero la mayor parte del año (Vega, 2016), excepto entre los meses de diciembre a marzo cuando ocurre el fenómeno denominado Invierno Altiplánico, el cual está caracterizado por intensas lluvias convectivas generadas por aire húmedo proveniente del Amazonas (Vega, 2016; Muñoz, 2009). La temperatura dentro de la cuenca fluctúa entre los $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ en invierno a los $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ en verano (Muñoz, 2009) con variaciones significativas dentro de un mismo día que alcanzan 20 a $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ (de la Fuente, 2014). La precipitación media anual usualmente varía entre 100 y 150 *mm* (Muñoz, 2009).

El salar propiamente tal se encuentra a 3800 *m.s.n.m.* y posee una superficie total de 52 *km*², 2 a 3 de los cuales corresponden a la laguna principal, la cual posee una profundidad de unos pocos centímetros (Herrera et al., 2009; Risacher et al., 2003).

3.2. Campañas de mediciones en terreno

Conociéndose la variación estacional que posee el sitio de estudio, se llevaron a cabo dos campañas de mediciones en terreno en diferentes estaciones del año. La primera se efectuó en el periodo primavera-verano, entre el 30 de octubre y el 2 de noviembre de 2015, mientras que la segunda se realizó en el periodo de otoño-invierno, entre el 17 y el 20 de mayo de 2016.

El objetivo principal de ambas campañas fue medir series de tiempo de variables meteorológicas y del agua. Para ello se utilizó un anemómetro sónico con analizador de gases infrarrojo

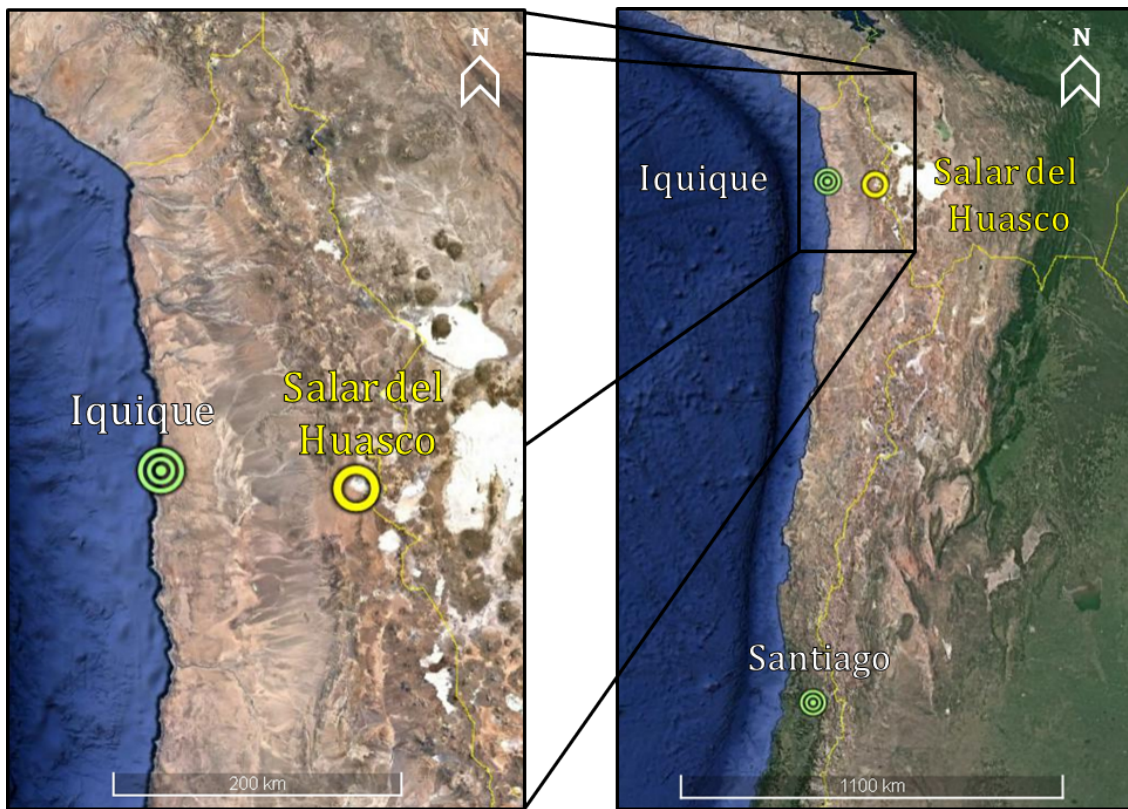


Figura 3.1: Ubicación del Salar del Huasco, Región de Tarapacá, zona norte de Chile ($20^{\circ} 19'40''$ S, $68^{\circ} 51'25''$ O). Fuente: *Google Earth*

incorporado (*Irgason*, de *Campbell Scientific Ltd.*) que realiza mediciones a alta frecuencia de velocidad del viento (descompuesto en 3 direcciones ortogonales), temperatura del aire, y concentración de vapor agua y dióxido de carbono en el aire. Adicionalmente, el sistema del *Irgason* incluye un sensor adicional de temperatura (modelo 107 de *Campbell Scientific Ltd.*) y un barómetro (*Vaisala* modelo PTB110). Para complementar estas mediciones, se instaló una estación meteorológica estándar que incluye un piranómetro (*Apogee Instruments, Inc.* CS300), un radiómetro neto (*Kipp & Zonen B.V.* NR-Lite2), un barómetro (*Vaisala* CS106), un anemómetro tipo Wind Monitor (modelo 05103 de *R. M. Young Co.*), y un sensor de temperatura y humedad relativa (HMP60-L1 de *Vaisala*). Ambos sistemas de medición (*Irgason* y la estación meteorológica) fueron instalados en la parte norte de la laguna, para garantizar un *fetch* apropiado, debido a que el viento es predominantemente sur-suroeste (Figura 3.2). La temperatura del agua fue medida a través de varios sensores dispuestos en la zona adyacente a la estación meteorológica (*Water Temperature Data Logger* modelo U22-001, de *Onset*).

Durante la primera campaña, el anemómetro sónico y la estación meteorológica fueron instalados en trípodes separados entre sí a una distancia de 20 m, y a una distancia de la costa de aproximadamente 30 m. En la segunda campaña, ambos sets de instrumentos fueron instalados de forma conjunta en un sólo trípode, con el fin de cuantificar las variaciones en el eje vertical de la velocidad del viento, la concentración de agua en el aire y la temperatura del aire, a una distancia similar a la costa que en la primera campaña (Figura 3.3).



Figura 3.2: Ubicación del sitio de mediciones en el Salar del Huasco para ambas campañas. Fuente: *Google Earth*. Registro del 14/11/2011

El detalle de la instalación para ambas campañas se presenta en la Tabla 3.1, en el cual se indica la frecuencia de obtención de datos por cada instrumento (f), periodo para realizar promedios (T) y altura instrumental (z).

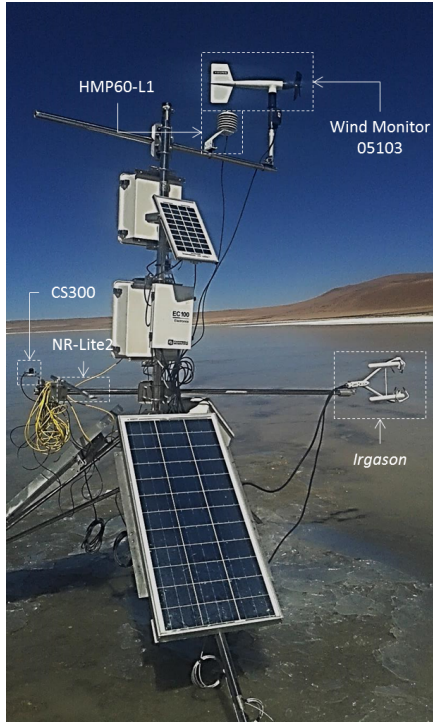


Figura 3.3: Instalación en terreno de instrumentos. Mayo de 2016

Tabla 3.1: Detalles de instalación de los instrumentos utilizados

Instrumento	Modelo	Fabricante
Anemómetro sónico	<i>Irgason</i>	<i>Campbell Scientific Ltd.</i>
Sensor de temperatura	Model 107	<i>Campbell Scientific Ltd.</i>
Barómetro	PTB110	<i>Vaisala</i>
Piranómetro	CS300	<i>Apogee Instruments</i>
Radiómetro neto	NR-Lite2	<i>Kipp & Zonnen B. V.</i>
Barómetro	CS106	<i>Vaisala</i>
Anemómetro	Wind Monitor 05103	<i>R. M. Young Co.</i>
Sensor de temperatura y HR	HMP60-L1	<i>Vaisala</i>
Sensor de temperatura del agua	U22-001	<i>Onset Computer Corp.</i>

Instrumento	1ra campaña			2da campaña		
	f	T	z	f	T	z
	[Hz]	[min]	[m]	[Hz]	[min]	[m]
<i>Irgason</i>	20	10	1.45	25	5	1.21
Model 107	20	10	1.55	25	5	2.02
PTB110	20	10	1.55	25	5	1.40
CS300	0.2	10	1.30	1	5	1.25
NR-Lite2	0.2	10	1.30	1	5	1.25
CS106	0.2	10	1.50	1	5	1.40
Wind Monitor 05103	0.2	10	1.74	1	5	3.13
HMP60-L1	0.2	10	1.30	1	5	2.83
U22-001	0.0167	10	-	0.0167	5	-

3.3. Análisis de la información

3.3.1. Mediciones de terreno

La información obtenida en terreno se acotó al periodo en que todos los instrumentos midieron simultáneamente en cada campaña. De esta forma, el periodo analizado en la primera campaña parte a las 17:30 del 30 de octubre de 2015 y termina a las 08:40 del 02 de noviembre del mismo año (UTC -3). Para la segunda campaña, el periodo analizado es el comprendido entre las 18:05 del 17 de mayo de 2016 y las 11:10 del 20 del mismo mes (UTC -4).

3.3.2. Estabilidad y longitudes de escala de rugosidad

Para cuantificar la estabilidad se utilizó la altura adimensional de Monin-Obukhov ζ (Ecuación 2.11), considerando z la altura instrumental del *Irgason* desde la superficie de la laguna, considerada constante. Todas las variables utilizadas en la Ecuación 2.12 fueron medidas por el *Irgason*, considerando $\overline{w'\theta'}$ positivo si el flujo turbulento de calor asciende desde la superficie; y la aceleración de gravedad g constante, positiva e igual a 9.8 m s^{-1} , de manera que la condición atmosférica inestable se cuantificó con valores negativos de ζ .

Con respecto a la longitud de escala de rugosidad, la Ecuación 2.64 sólo puede usarse para calcular la longitud de rugosidad aerodinámica si la estabilidad atmosférica es neutra y la altura z es medida de forma precisa y no varía en el tiempo. En ambas campañas, cuando la superficie de laguna estaba en calma ($U \approx 0 \text{ m s}^{-1}$) o estaba cubierta por hielo, se presentaba inestabilidad. En los momentos en que existió neutralidad, el viento generó olas sobre la laguna, variando la altura de la laguna y, por tanto z en una altura mayor a la rugosidad esperada, haciendo inaplicable el cálculo de z_0 a través de la Ecuación 2.64.

Considerando lo anterior, se optó por parametrizar z_0 a través de la fórmula de Charnock (Ecuación 2.66), cuyo coeficiente α_c fue determinado mediante la optimización del ajuste de las funciones de similitud de moméntum, a través del *Skill Index* (Willmott, 1981), definido como

$$SI = 1 - \frac{\sum |V_{mod} - V_{obs}|^2}{\sum (|V_{mod} - \overline{V_{obs}}| - |V_{obs} - \overline{V_{obs}}|)^2} \quad (3.1)$$

donde V_{mod} y V_{obs} son las variables modeladas y observadas (o medidas) respectivamente.

En este caso, se comparó la medición de la velocidad de corte u_* con la velocidad U a través del coeficiente de arrastre

$$u_*^2 = C_D U^2 \quad (3.2)$$

con C_D definido para cada parametrización de la función de similitud mediante la Ecuación 2.52. Se utilizaron sólo las series de tiempo de la campaña de mayo de 2016, debido a que la de octubre-noviembre de 2015 presentó un cambio significativo de superficie en la mitad de la campaña (ver Figura 3.4). La Figura 3.5 muestra el resultado de la optimización, en que la función con mejor rendimiento es la de Businger et al. (1971) (Ecuación 2.26 para el caso estable, y Ecuación 2.28 para el caso inestable), cuyo SI es 0.8956 para $\alpha_c = 0.1728$.



Figura 3.4: Aspecto de la superficie de la laguna. 1 de noviembre de 2015, a las 14:20.

Una vez obtenido el z_0 , se determinó el número de Reynolds de rugosidad Re_* (Ecuación 2.71), considerándose sobre cuerpos de agua aerodinámicamente rugosos si $Re_* > 2$, lisos si $Re_* < 0.11$ y en transición si se encuentra entre ambos límites (Garratt, 1992). Observando la Figura 3.6, se aprecia que la superficie es aerodinámicamente rugosa cuando la velocidad del viento es considerable (a partir de mediodía hasta la puesta de sol) y en transición el resto del día, en ambas campañas. Por simplicidad se consideró que la superficie es aerodinámicamente rugosa en todo el periodo.

Las longitudes de escala de rugosidad de temperatura y humedad se parametrizaron en función de la longitud de escala de rugosidad y considerando que la superficie es aerodinámicamente rugosa en todo el periodo.

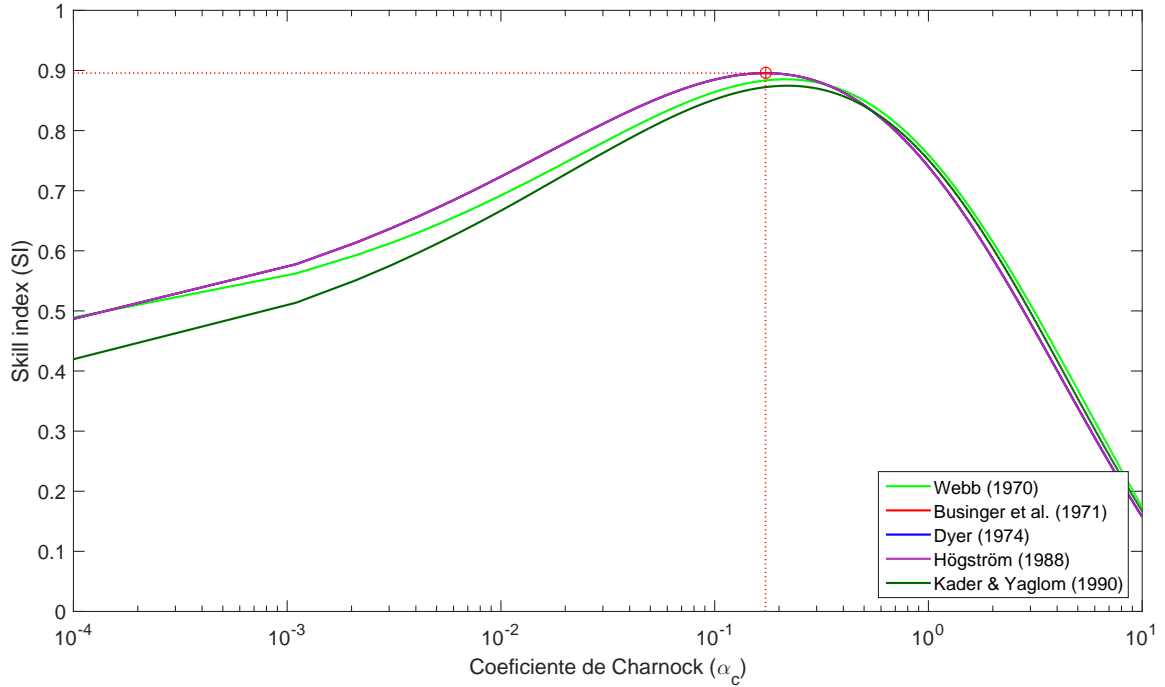


Figura 3.5: Determinación del coeficiente de Charnock mediante la comparación entre u_*^2 y $C_D U^2$, para diferentes funciones de similitud, para la campaña de mayo de 2016. En rojo, el óptimo ($\alpha_c = 0.1728$, $SI = 0.8956$). Notar que la evaluación de C_D en base a las funciones de Businger et al. (1971) (línea roja), Dyer (1974) (línea azul) y Högström (1988) (línea morada) no presenta diferencias significativas entre sí.

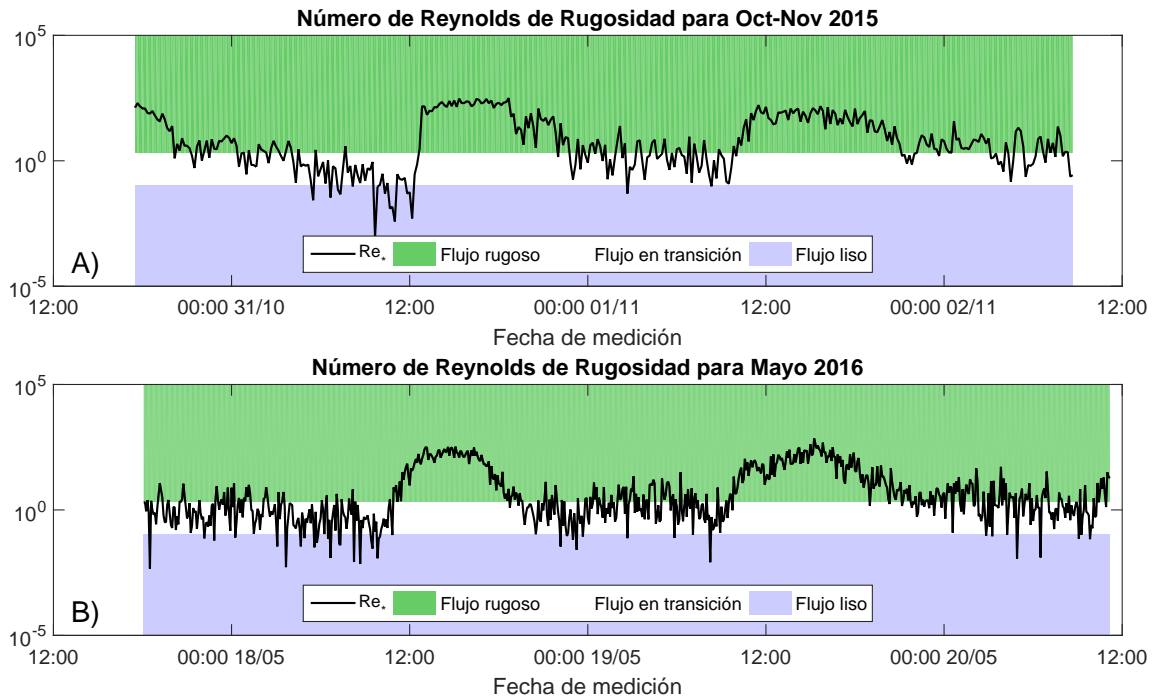


Figura 3.6: Número de Reynolds de rugosidad para A) octubre-noviembre de 2015 y para B) mayo de 2016. En verde claro se indica la zona para flujo en pared rugosa ($Re_* > 2$); en azul claro, la zona para flujo en pared lisa ($Re_* < 0.11$).

3.3.3. Funciones de similitud y coeficientes de transferencia

Dado que en ambas campañas se contó sólo con un instrumento capaz de medir términos de covarianza turbulenta, se optó por utilizar la forma integral de las funciones de similaridad (Ecuaciones 2.43, 2.44, 2.45, 2.46, 2.47 y 2.48). Para comparar las diferentes parametrizaciones, se contrastaron las series de flujos turbulentos medidos con sus respectivas parametrizaciones en base a los coeficientes de transferencia (Ecuaciones 2.49, 2.50 y 2.51) de forma similar a la que fue estimado el coeficiente de Charnock.

Posteriormente, se analizó el efecto de la estabilidad atmosférica en dichos coeficientes al comparar los coeficientes considerando la estabilidad medida e imponiendo estabilidad neutra. Estos últimos a su vez se contrastaron con las parametrizaciones mencionadas en el Marco Teórico.

3.3.4. Balance de energía superficial

Utilizando la Ecuación 2.82 de balance de energía superficial considerando hielo se modeló la formación y derretimiento de la capa de hielo, así como la temperatura superficial de dicha capa. Para el caso sin hielo, se verificó que el balance de energía de la Ecuación 2.74 esté balanceada.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Mediciones de terreno

Las series de tiempo de las variables medidas durante ambas campañas se presentan en la Figura 4.1.

Se observa que las condiciones meteorológicas en el Salar del Huasco presentan ciclos diarios que se repitieron en ambas campañas, aun cuando la intensidad de las variables presentó algunas variaciones entre las campañas de mayo y de octubre-noviembre. En particular, la velocidad del viento a 10 *m* sobre la superficie (Figura 4.1.A) presenta ciclos bien definidos dentro del día, variando entre periodos tranquilos desde el anochecer hasta mediodía, en los que la velocidad oscila entre 0.4 y 1.2 $m s^{-1}$, a periodos particularmente ventosos en la tarde, en los que la velocidad puede sobrepasar los 12 $m s^{-1}$. Diferencias entre ambas campañas indican que la intensidad del viento en mayo fue aproximadamente un 20 % inferior a la registrada en octubre-noviembre.

De manera similar, la temperatura del aire y del agua tienen ciclos definidos por la radiación de onda corta. Estos ciclos se caracterizan por el calentamiento del sistema en la mañana hasta alcanzar un máximo a mediodía, para luego enfriarse en el anochecer (Figura 4.1.B). Destaca el hecho que durante ambas campañas la temperatura del aire registrada es muy similar (Figura 4.1.B, líneas azules), variando entre los -10 hasta los 15 $^{\circ}C$ aproximadamente. Sin embargo, la temperatura del agua (Figura 4.1.B, líneas azul claro) presenta una diferencia significativa entre la campaña de octubre-noviembre de 2015 (línea continua) y la de mayo de 2016 (línea punteada). Esta última registra temperaturas máximas hasta 10 $^{\circ}C$ menores a las de octubre-noviembre. Esta diferencia se explica en que se registró una menor radiación de onda corta incidente en mayo (ver Figura 4.1.C).

El calor latente es la mayor parte del tiempo significativamente mayor al calor sensible en ambas campañas, lo que era de esperarse en este tipo de ambientes (de la Fuente & Niño, 2010) (Figura 4.1.D). Ambos flujos están fuertemente influenciados por la velocidad del viento. Así como la temperatura, también se observa una significativa reducción en la magnitud de ambos flujos durante mayo de 2016 (líneas punteadas). En este caso particular, la disminución en

mayo se justifica tanto por la menor radiación incidente de onda corta como por la menor velocidad del viento registrada (entre 1 y 2 $m s^{-1}$ menor en mayo de 2016 que en octubre-noviembre de 2015).

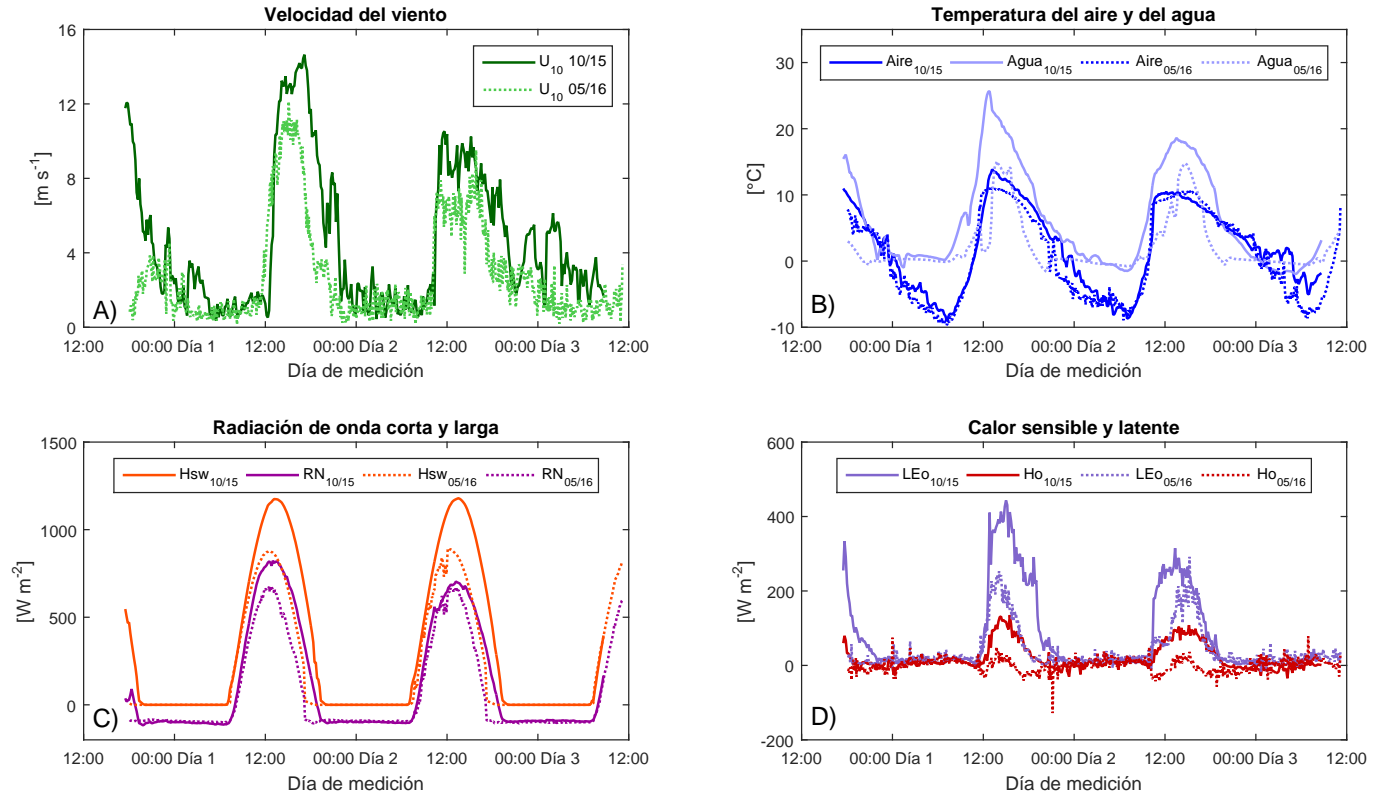


Figura 4.1: Variables medidas en las campañas de terreno. En A) están las series de tiempo del viento corregidas a 10 m sobre el suelo; en B) las temperaturas del aire y del agua; en C) la radiación incidente de onda corta (H_{sw} , naranja) y neta medida (RN , morada); en D) el calor latente (LE_0 , azul claro) y el sensible (H_0 , rojo). Las líneas continuas corresponden a las mediciones de la 1ra campaña y las punteadas a la campaña de mayo de 2016.

4.2. Flujos radiativos

En la Figura 4.2 se presentan la radiación medida para ambas campañas. La línea naranja representa los valores medidos a través del Radiómetro Neto y la morada, la radiación neta estimada como

$$RN_{mod} = (1 - \alpha)H_{sw} + H_{lw} = (1 - \alpha)H_{sw} + \varepsilon_a \sigma \theta^4 - \varepsilon_s \sigma \theta_0^4 \quad (4.1)$$

donde se tomó $\theta_0 = T_w$, $\varepsilon_s = 0.97$ tanto para hielo como para agua y ε_a como lo indica la Ecuación 2.76.

El albedo α se tomó igual a 0.17, siguiendo lo descrito por de la Fuente (2014), a excepción del día 01 de noviembre, en el que se modificó a $\alpha = 0.3$ (Figura 4.2.A), lo que se justifica en que se observó un descenso significativo del espesor de la columna de agua, encontrándose algunas zonas con sedimento expuesto (ver Figura 3.4).

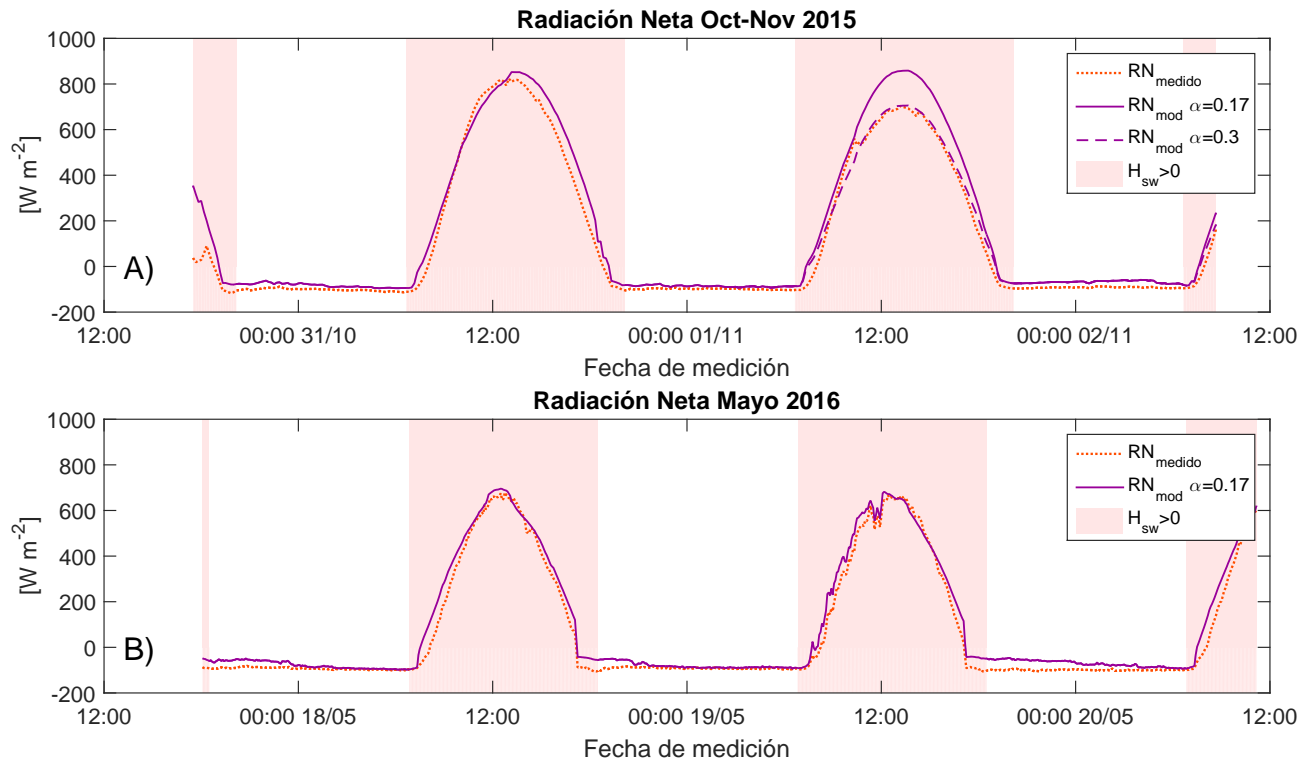


Figura 4.2: Validación de albedo y emisividades para ambas campañas. En naranja se muestran los valores medidos por el Radiómetro Neto. En morado, los valores cuantificados en función de la radiación incidente de onda corta y las temperaturas del aire y del agua. Las áreas pintadas indican los periodos en que la radiación de onda corta es distinta de cero.

4.3. Flujos turbulentos

4.3.1. Análisis de estabilidad atmosférica

A partir de las mediciones presentadas en la Sección 4.1 se calculó la serie de tiempo del parámetro adimensional de Monin-Obukhov (ζ) (Ecuación 2.11). Este parámetro cuantifica el efecto relativo del viento y el flujo de calor sensible intercambiado entre la superficie y la atmósfera ($\overline{w'\theta'}$) en los flujos a través de la interfaz aire-agua. La Figura 4.3 muestra la serie de tiempo de estos dos parámetros involucrados en el cálculo del adimensional de Monin-Obukhov. Se aprecia que los ciclos de viento (cuantificado a través de la velocidad de corte u_* , en azul) y los esfuerzos boyantes (representados en forma de flujo de calor turbulento, $\overline{w'\theta'}$) no están acoplados entre sí, lo que genera una variación significativa de la estabilidad atmosférica en un mismo día. Valores positivos de $\overline{w'\theta'}$ implican aumento de la boyancia, lo que se traduce en un aumento de la inestabilidad atmosférica, tal como se mostró en la Figura 2.4. Esto se refleja en el adimensional de Monin-Obukhov, en cual tiende a $-\infty$ cuando la boyancia crece (ver ecuaciones 2.11 y 2.12). A medida que aumenta u_* y/o disminuye $\overline{w'\theta'}$ el efecto de boyancia pierde preponderancia, hasta llegar al equilibrio entre esfuerzos de corte y boyantes (la longitud de Monin-Obukhov, Ecuación 2.12, tiende a ∞ , por tanto ζ tiende a 0). Cuando $\overline{w'\theta'}$ es negativo se genera la condición estable. El efecto combinado de u_* en conjunto con el flujo turbulento comienzan a destruir la energía cinética del sistema, lo que deriva en que el límite teórico de ζ sea 1.

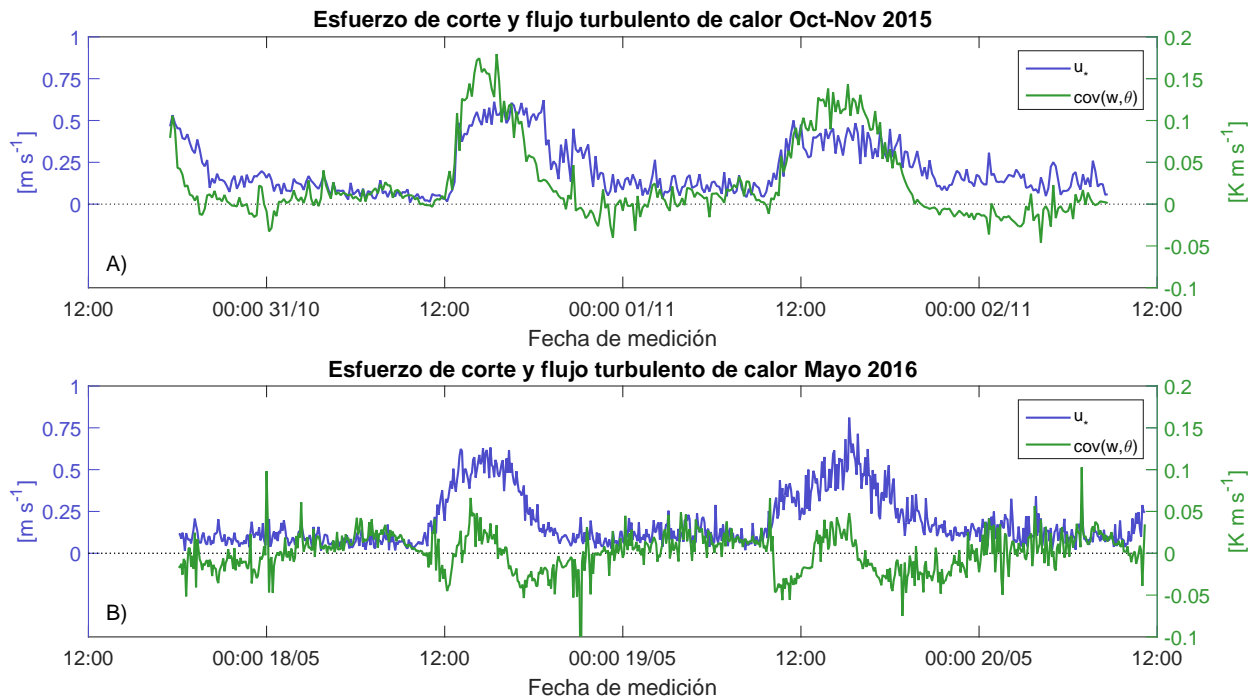


Figura 4.3: Esfuerzos de corte y boyante para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). En azul se muestra el esfuerzo de corte como velocidad de corte u_* , en verde, el flujo de calor turbulento $\overline{w'\theta'}$ para ambas campañas.

Con ambos resultados el parámetro adimensional de Monin-Obukhov (ζ) (ver Figura 4.4)

varía significativamente a lo largo del día. Durante las mañanas y en ausencia de viento significativo, el sistema se calienta gracias a la radiación de onda corta incidente, lo que se traduce en un flujo de calor convectivo desde la superficie hacia la atmósfera, lo que se evidencia en la Figura 4.5, lo que produce una inestabilidad atmosférica significativa. Durante las tardes, el viento constante y de gran velocidad domina sobre los efectos de boyancia, derivando en una estabilidad neutra. Durante la noche, la superficie se enfría y el viento se reduce, lo que deriva en un flujo de calor hacia la superficie desde la atmósfera, traduciéndose en una condición de estabilidad atmosférica.

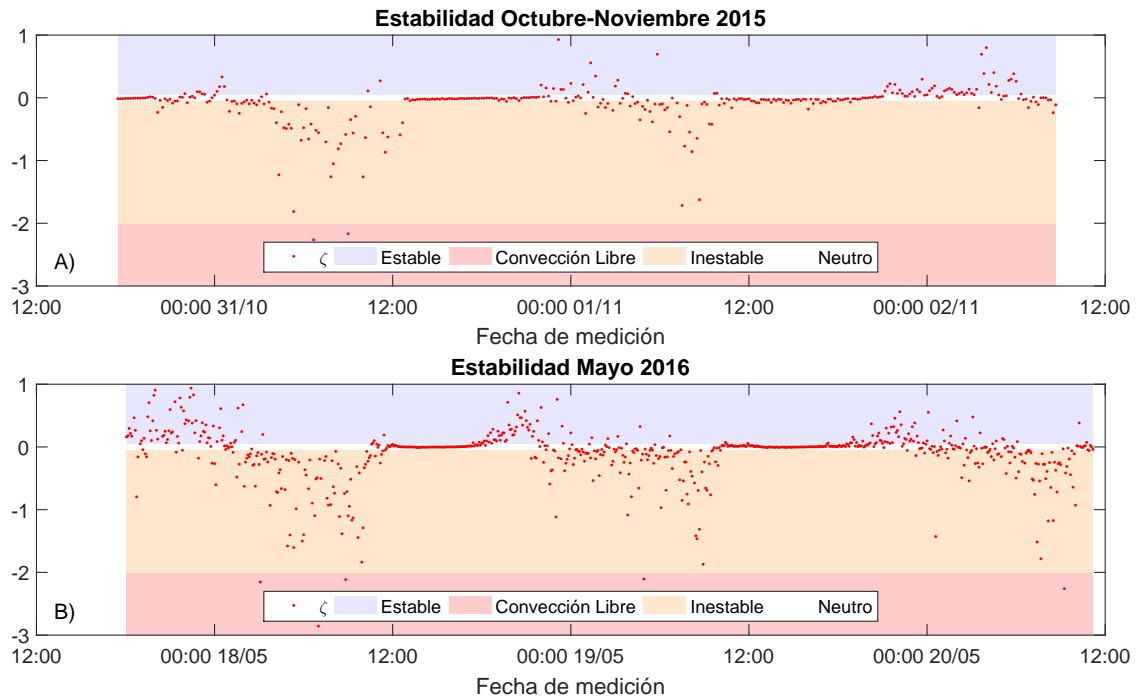


Figura 4.4: Estabilidad atmosférica cuantificada a través de la longitud adimensional de Monin-Obukhov (Monin & Obukhov, 1954) para octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). En sombreado azul claro se muestra la zona estable ($\zeta \geq 0$); en blanco, la neutra ($\zeta = 0 \pm 0.04$ Kader & Yaglom, 1990); en naranja claro, la inestable ($\zeta \leq 0$); en rojo claro, inestable tendiendo a convección libre ($\zeta \leq -2$).

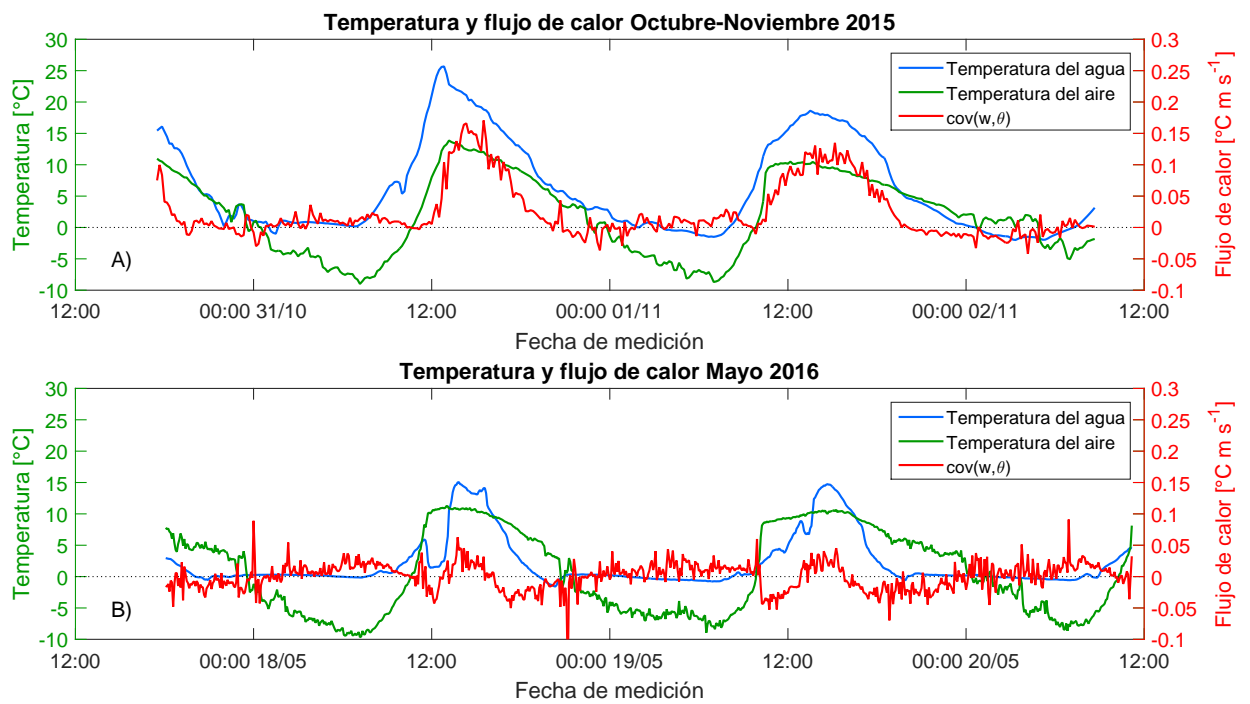


Figura 4.5: Temperaturas del aire (verde), del agua (azul), y flujo turbulento de calor (rojo) para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B)

4.3.2. Longitudes de escala de rugosidad

La longitud de escala de rugosidad se determinó previamente en la Sección 2.1.5, como parte de la metodología. En dicha sección se menciona que se consideró que la superficie de la laguna es aerodinámicamente rugosa en todo el periodo analizado (revisar Figura 3.6).

Considerando eso, se modelaron las longitudes de escala de rugosidad para la temperatura (z_T) y para la humedad (z_q) en base al z_0 obtenido, mediante las ecuaciones de Garratt (1992) para flujo rugoso (ecuaciones 2.69 y 2.70 respectivamente) y las de Hicks (1975) (ecuaciones 2.72 y 2.73). En las figuras 4.6 y 4.7 se aprecia que la modelación de Garratt es alrededor de un orden de magnitud menor que las de Hicks. Debido a que la modelación de Garratt incorpora tanto el efecto de los números de Prandtl y de Schmidt (asociados al espesor de la capa interfacial de la temperatura y humedad respectivamente) como los efectos de la capa interfacial de momentum, se consideró esta como válida para el resto de modelaciones aún cuando Garratt (1992) sugiere usarla sólo como referencia debido a su escasa validación.

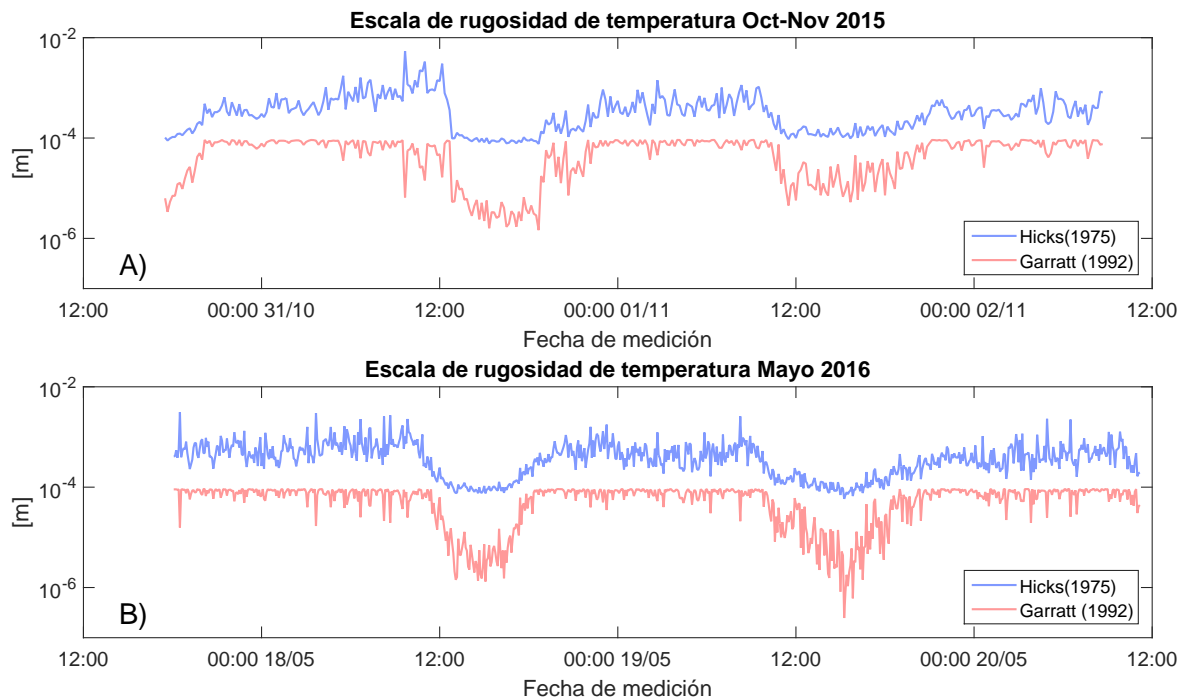


Figura 4.6: Longitudes de escala de rugosidad de temperatura modeladas según Hicks (1975) (azul claro) y Garratt (1992) (rojo claro) para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B)

4.3.3. Funciones de similitud

Para comparar las funciones de similitud, se contrastaron las series de tiempo de los flujos turbulentos medidos con sus respectivas parametrizaciones en base a los coeficientes de transferencia, de forma similar a como fue estimado el coeficiente de Charnock en la Sección 4.3.2. De esta forma, se estudiaron las funciones de similitud para perfiles de velocidad de viento

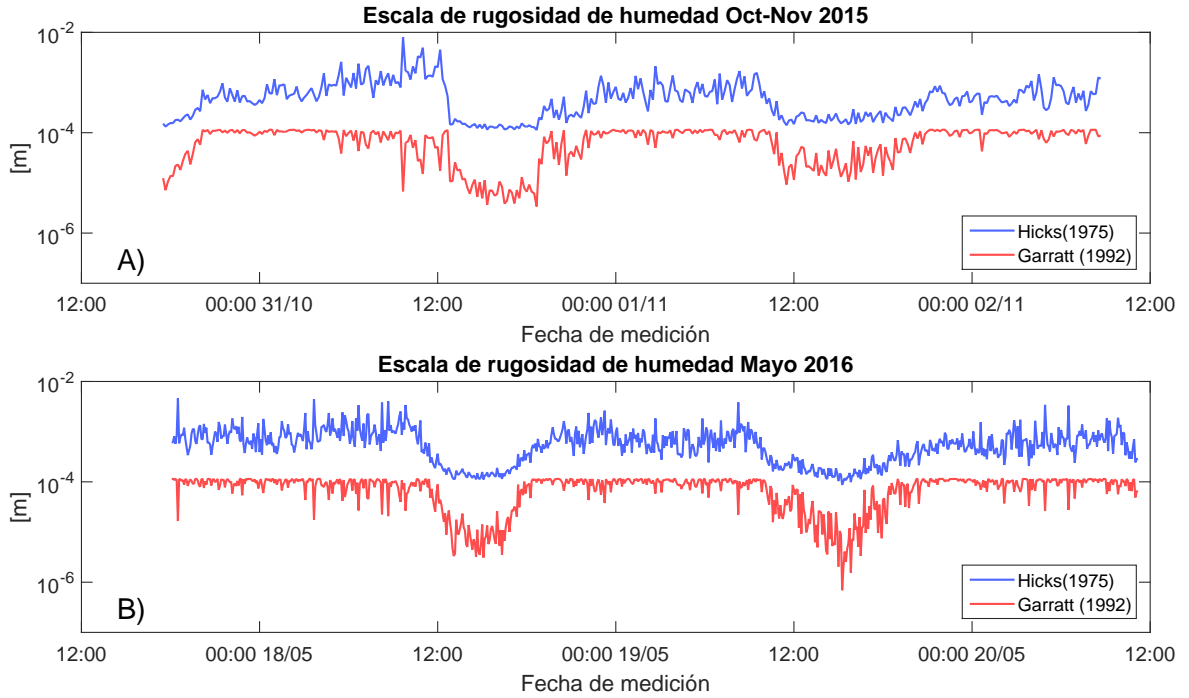


Figura 4.7: Longitudes de escala de rugosidad de humedad modeladas según Hicks (1975) (azul) y Garratt (1992) (rojo) para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B)

a través de la parametrización de u_* (ecuaciones 2.49 y 2.52), para perfiles de temperatura a través de la parametrización de H_0 (ecuaciones 2.50 y 2.53), y para perfiles de humedad a través de la parametrización de LE_0 (ecuaciones 2.51 y 2.54).

Todas las mediciones utilizadas en la comparación fueron medidas a través del *Irgason* ($z = 1.45\text{ m}$ para la campaña de octubre-noviembre de 2015, $z = 1.21\text{ m}$ para la de mayo de 2016). En el caso de las temperaturas y humedades superficiales requeridas para las ecuaciones 2.50 y 2.51, estas fueron calculadas para cada función de similitud a través de la definición de las funciones de similitud integrales de las Ecuaciones 2.21, 2.22 y 2.23.

Las comparaciones entre flujos turbulentos y su parametrización a través de coeficientes de transferencia no neutros se presentan en las Figuras 4.8, 4.9 y 4.10.

Para el análisis de funciones de similitud para perfiles de viento (Figura 4.8), existe un buen ajuste en ambas campañas (Figura 4.8.A para octubre-noviembre de 2015, Figura 4.8.B para mayo de 2016). Aún así, se observa un grado de subestimación en la modelación de u_* para valores bajos de este, siendo más evidente esa tendencia en mayo de 2016.

Respecto a las funciones para perfil de temperatura (Figura 4.9), si bien se presenta un ajuste aceptable (SI superior a 0.75 en la mayoría de casos), se observa una dispersión no sesgada proporcional a la magnitud de $H_0 \rho^{-1} C_p^{-1}$ para la campaña de octubre-noviembre de 2015 (Figura 4.9.A) y con un grado de sesgo para la campaña de mayo de 2016 (Figura 4.9.B), presentando subestimación en la modelación para inestabilidad atmosférica (valores positivos del gráfico) y sobreestimación en condición estable (valores negativos).

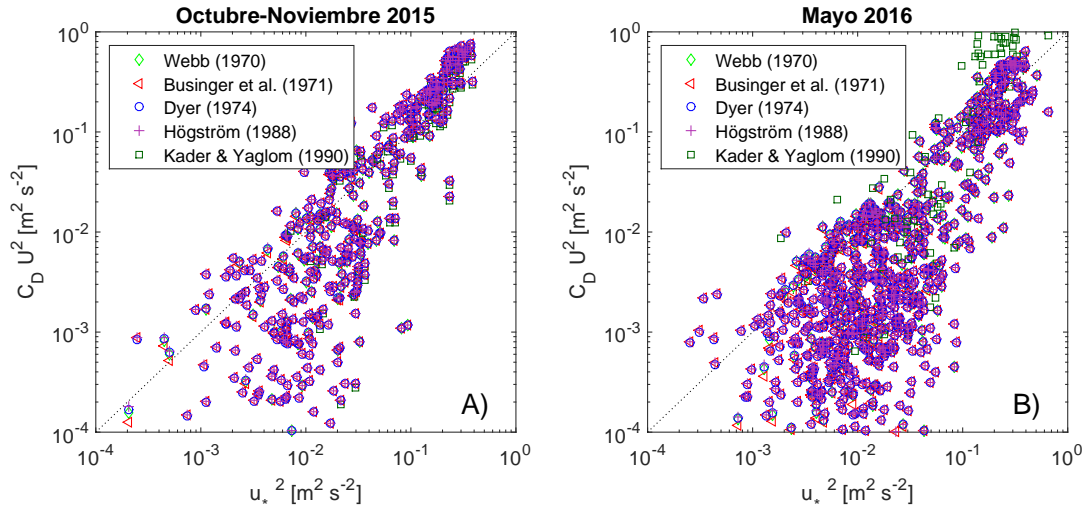


Figura 4.8: Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de velocidad de viento para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y de mayo de 2016 (B)

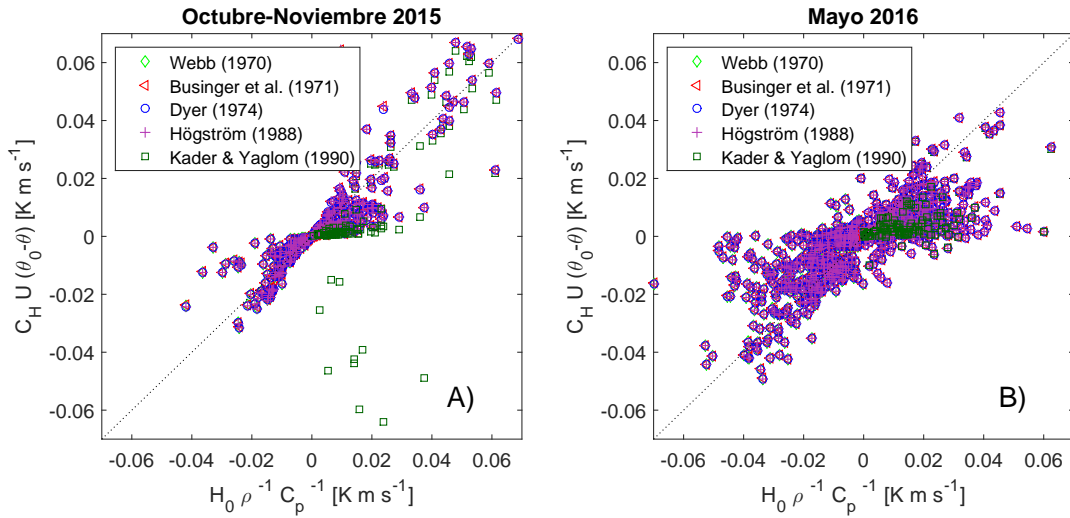


Figura 4.9: Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de temperatura para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y de mayo de 2016 (B).

Por último, en el análisis de las funciones de similitud para humedad (Figura 4.10) se presenta el mejor ajuste en relación a las tres variables analizadas (SI sobre 0.96). Similar al caso de velocidad de viento, existe subestimación en la modelación de $LE_0 \rho^{-1} L_v^{-1}$ para valores cercanos a cero, siendo más evidente esto durante mayo de 2016 (Figura 4.10.B) cuando los valores de LE_0 y \bar{U} son menores.

Los valores del *Skill Index* definido en la Ecuación 3.1 se presentan en la Tabla 4.1.

De esta forma, y considerando los valores de SI para cada función integral de similitud, se decidió en condiciones estables adoptar la ecuación de Businger et al. (1971) para Ψ_m (Ecuación 2.26), y las de Webb (1970) para Ψ_h y Ψ_w (Ecuación 2.26). Para condiciones inestables, se consideraron válidas las ecuaciones de Dyer (1974) para las tres funciones de similitud (ecuaciones 2.31 y 2.32). Notar que si bien se escogieron sets de parametrizaciones

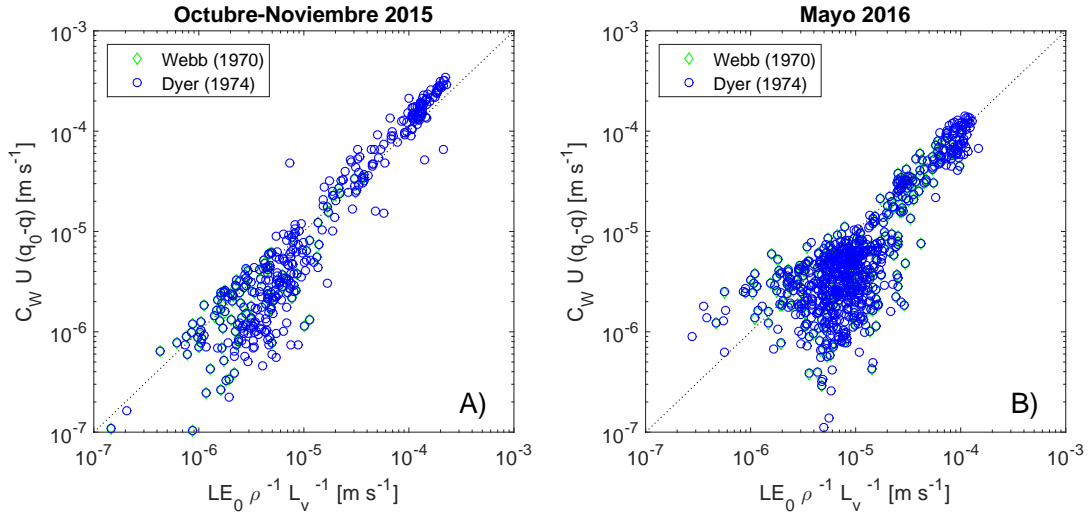


Figura 4.10: Evaluación de las funciones integrales de similitud para perfiles de humedad para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y de mayo de 2016 (B).

distintos para los casos estables e inestables, todas las parametrizaciones son discontinuas en 0, por tanto escoger diferentes funciones no tiene mayor relevancia.

4.3.4. Coeficientes de transferencia

Se estudió el efecto de la estabilidad atmosférica en los coeficientes de transferencia, al contrastar estos (ecuaciones 2.52, 2.53 y 2.54) con sus respectivas contrapartes neutras (ecuaciones 2.55, 2.56 y 2.57), lo que se muestra en las figuras 4.11, 4.12 y 4.13. Se observa que la diferencia no es significativa en ninguna de las tres variables analizadas. Los coeficientes fueron calculados a altura instrumental para ambas campañas (1.45 m para la de octubre-noviembre de 2015, 1.21 m para la de mayo de 2016).

Simultáneamente, se compararon los valores de los coeficientes de transferencia neutros calculados con las mediciones en terreno con los obtenidos a través de las diferentes parametrizaciones (Figuras 4.14, 4.15, 4.16) para ambas campañas, de forma separada, evaluando todo a una altura estandarizada de 10 m sobre la superficie.

Los coeficientes neutrales de transferencia de calor (C_{HN}) y humedad (C_{WN}) fueron mejor representados por las ecuaciones de Hicks (Ecuaciones 2.61 y 2.62) que por las estimaciones de Garratt (Figuras 4.15 y 4.16). Es digno de mención que las ecuaciones de Hicks incluyen modelamiento de procesos moleculares y turbulentos. Sin embargo, para valores mayores a $1.3 \cdot 10^{-3}$, las modelaciones de Hicks tienden a desviarse considerablemente.

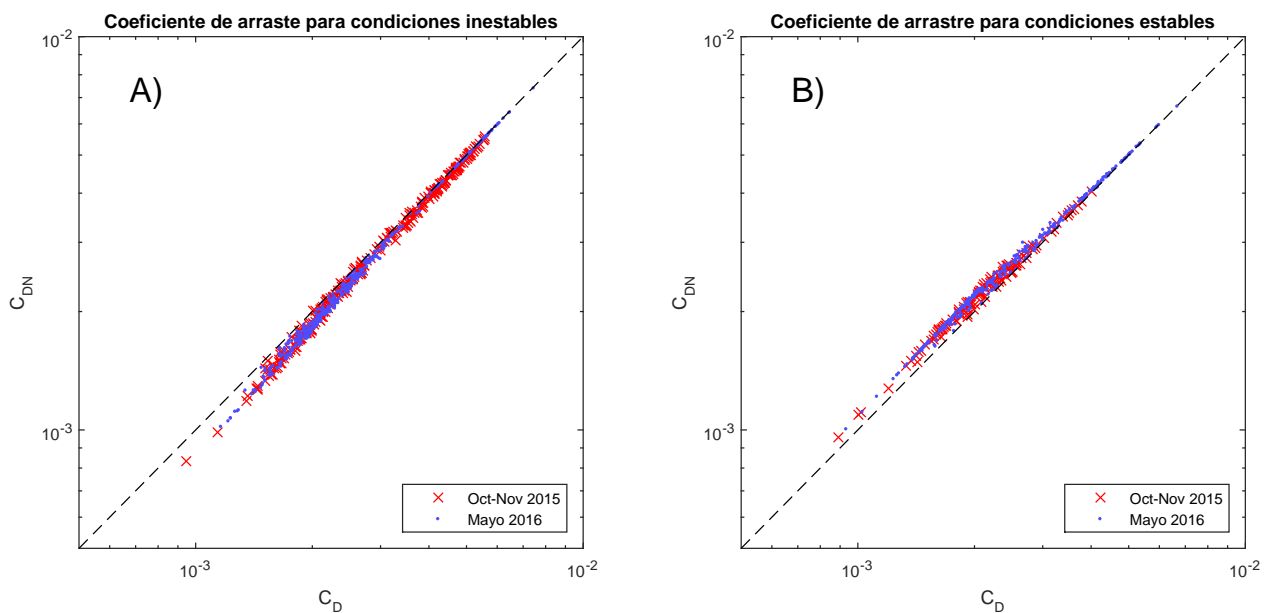


Figura 4.11: Efecto de la estabilidad en el coeficiente de arrastre. En A) bajo condiciones inestables, en B) bajo condiciones estables

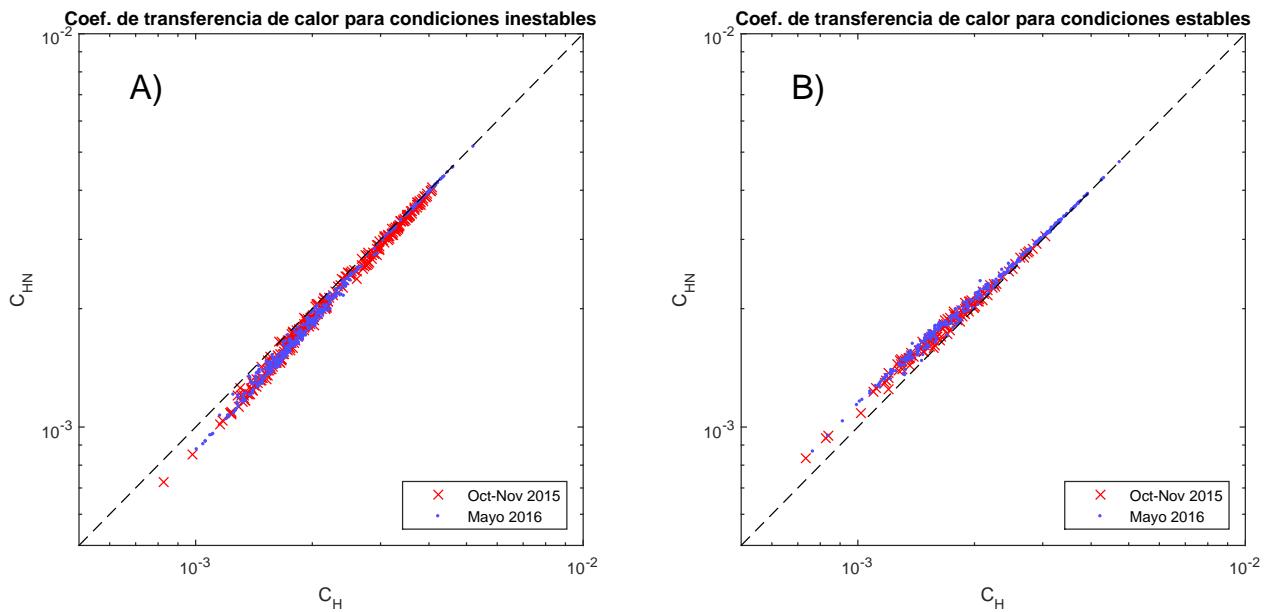


Figura 4.12: Efecto de la estabilidad en el coeficiente de transferencia de calor. En A) bajo condiciones inestables, en B) bajo condiciones estables

Tabla 4.1: Evaluación de las funciones integrales de similitud. Se destacan sombreados y en negrita los valores máximos de SI para cada función en cada campaña

Función	Autor	<i>Skill Index</i>		
		Oct-Nov 2015		
		Estable	Inestable	En conjunto
Ψ_m	Webb (1970)	0.9510	-	0.9510
	Businger et al. (1971)	0.9515	0.8545	0.8596
	Dyer (1974)	0.9509	0.8559	0.8609
	Högström (1988)	0.9508	0.8545	0.8596
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.8542	0.8542
Ψ_h	Webb (1970)	0.9905	-	0.9905
	Businger et al. (1971)	0.9904	0.9585	0.9629
	Dyer (1974)	0.9905	0.9591	0.9634
	Högström (1988)	0.9905	0.9585	0.9629
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.8734	0.8734
Ψ_w	Webb (1970)	0.9999	-	0.9999
	Dyer (1974)	0.9999	0.9999	0.9999
Función	Autor	<i>Skill Index</i>		
		Mayo 2016		
		Estable	Inestable	En conjunto
Ψ_m	Webb (1970)	0.8834	-	0.8834
	Businger et al. (1971)	0.8835	0.9006	0.8956
	Dyer (1974)	0.8834	0.9007	0.8955
	Högström (1988)	0.8834	0.9006	0.8955
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.3763	0.3763
Ψ_h	Webb (1970)	0.8426	-	0.8426
	Businger et al. (1971)	0.8409	0.7123	0.7897
	Dyer (1974)	0.8431	0.7108	0.7908
	Högström (1988)	0.8435	0.7123	0.7916
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.7698	0.7698
Ψ_w	Webb (1970)	0.9997	-	0.9997
	Dyer (1974)	0.9997	0.9675	0.9989

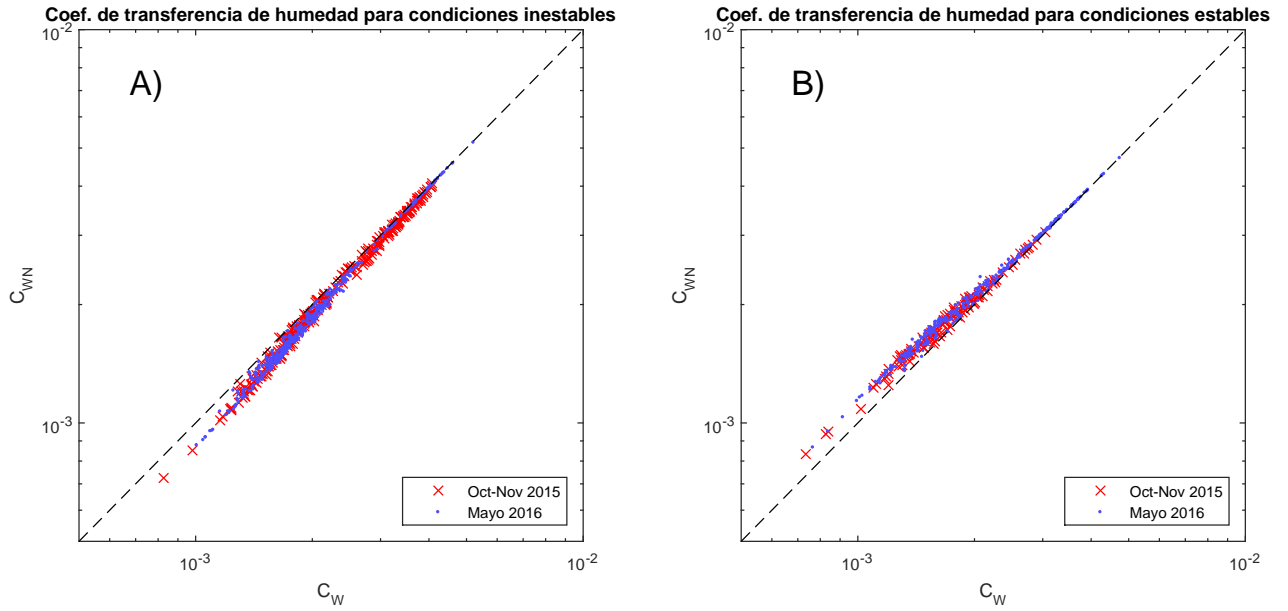


Figura 4.13: Efecto de la estabilidad en el coeficiente de transferencia de humedad. En A) bajo condiciones inestables, en B) bajo condiciones estables

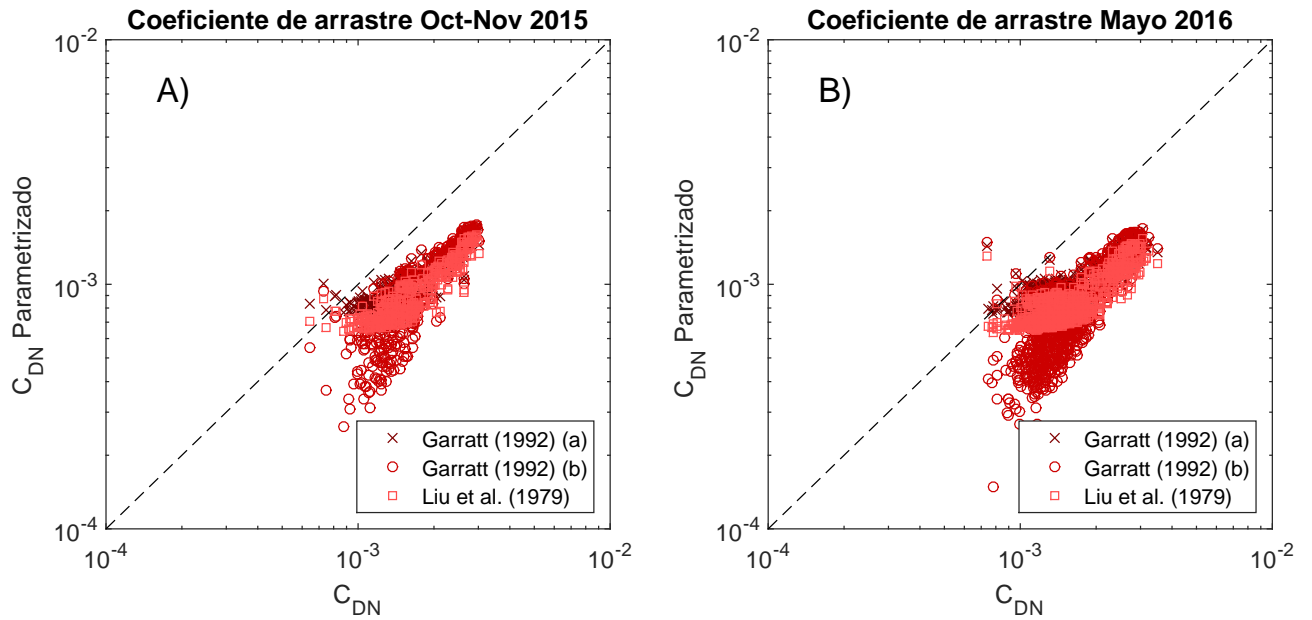


Figura 4.14: Comparación entre coeficientes de arrastre neutros para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B).

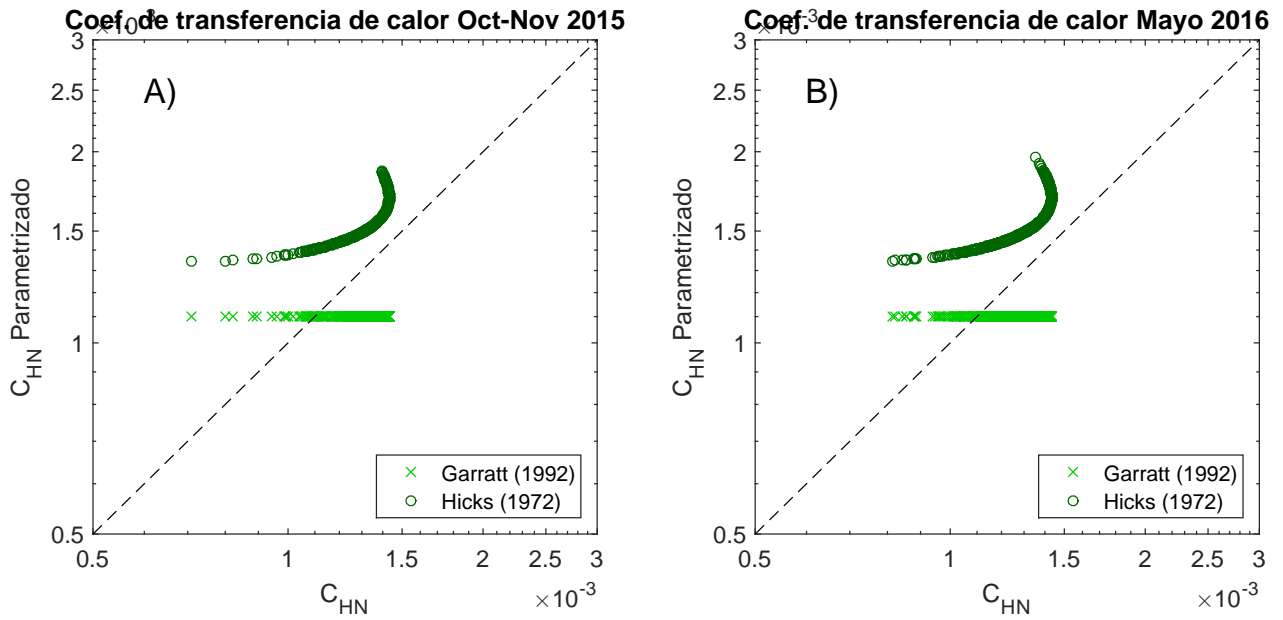


Figura 4.15: Comparación entre coeficientes de transferencia de calor para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B).

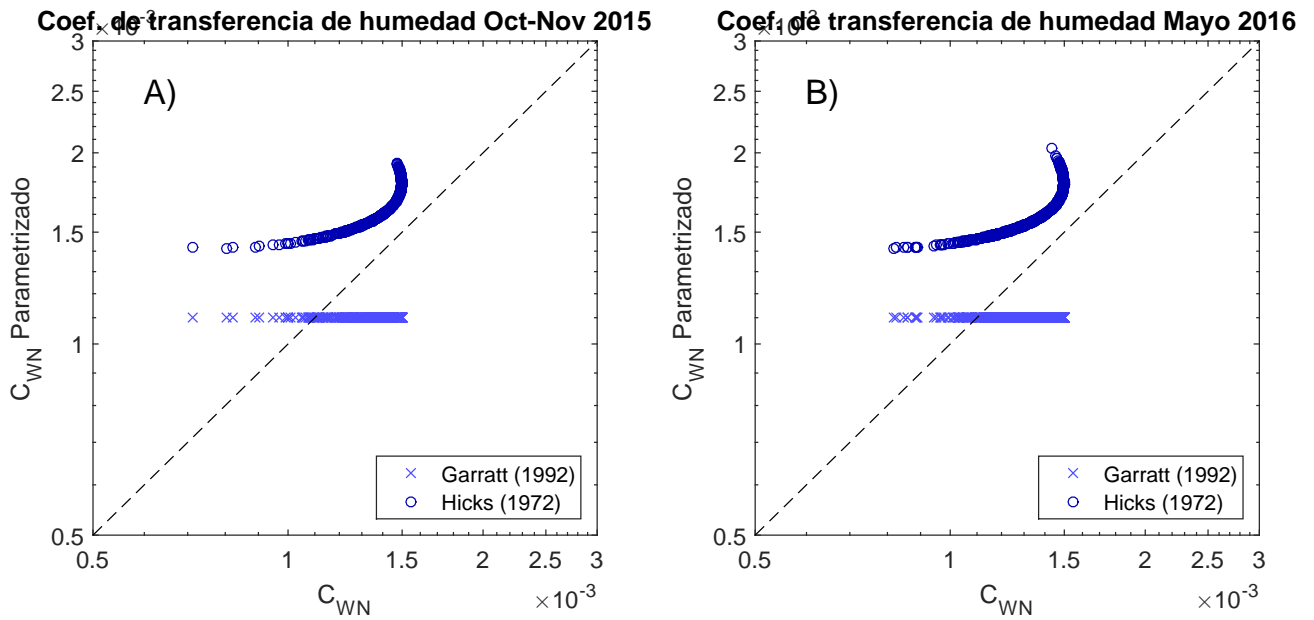


Figura 4.16: Comparación entre coeficientes de transferencia de humedad para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B).

Parametrización propuesta

Utilizando la definición de C_D (Ecuación 2.49) se propone una nueva parametrización del coeficiente de arrastre en función de las mediciones de velocidad de viento y de corte (Figura 4.3.4), dada por:

$$C_{D_{mod}} = \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right)^2 = 2.0947 \cdot 10^{-3} \quad (4.2)$$

donde U_{10} debe estar en $m s^{-1}$. A diferencia de otras parametrizaciones de C_D , este valor es constante. Si bien esta formulación requiere la determinación de U_{10} , que a su vez requiere parametrización de los efectos de estabilidad atmosférica en el transporte vertical de momentum, suponer una condición neutra de estabilidad no añade errores significativos, particularmente para velocidades de viento altas.

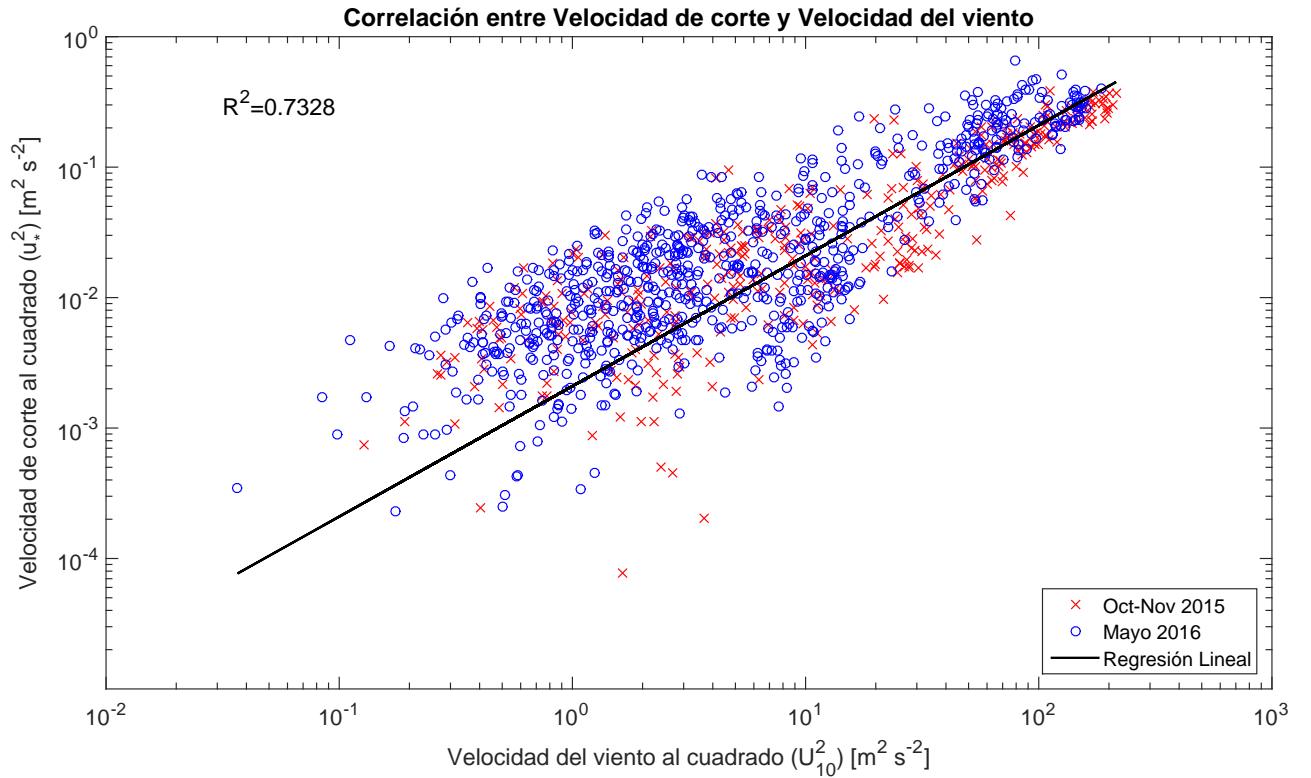


Figura 4.17: Correlación entre u_* y U_{10} para la estimación de C_D

De forma análoga a lo que se realizó con el coeficiente de arrastre, se estimaron parametrizaciones tanto de C_H como de C_W utilizando las Ecuaciones 2.50 y 2.51 (Figuras 4.18 y 4.19 respectivamente). La parametrización sugerida para la transferencia de calor es

$$\frac{H_0}{\rho C_p} = 1.7634 \cdot 10^{-3} U_{10} (\theta_0 - \theta_{10}) \quad (4.3)$$

donde θ_{10} es la temperatura a 10 m sobre la superficie, mientras que U_{10} debe estar en $m s^{-1}$ y ambas temperaturas en $^{\circ}C$ o K .

A su vez, la parametrización sugerida para la transferencia de humedad es

$$\frac{LE_0}{\rho L_v} = 1.6314 \cdot 10^{-3} U_{10} (q_0 - q_{10}) \quad (4.4)$$

donde q_{10} es la humedad específica a 10 m sobre la superficie. Igualmente, U_{10} debe estar en $m s^{-1}$.

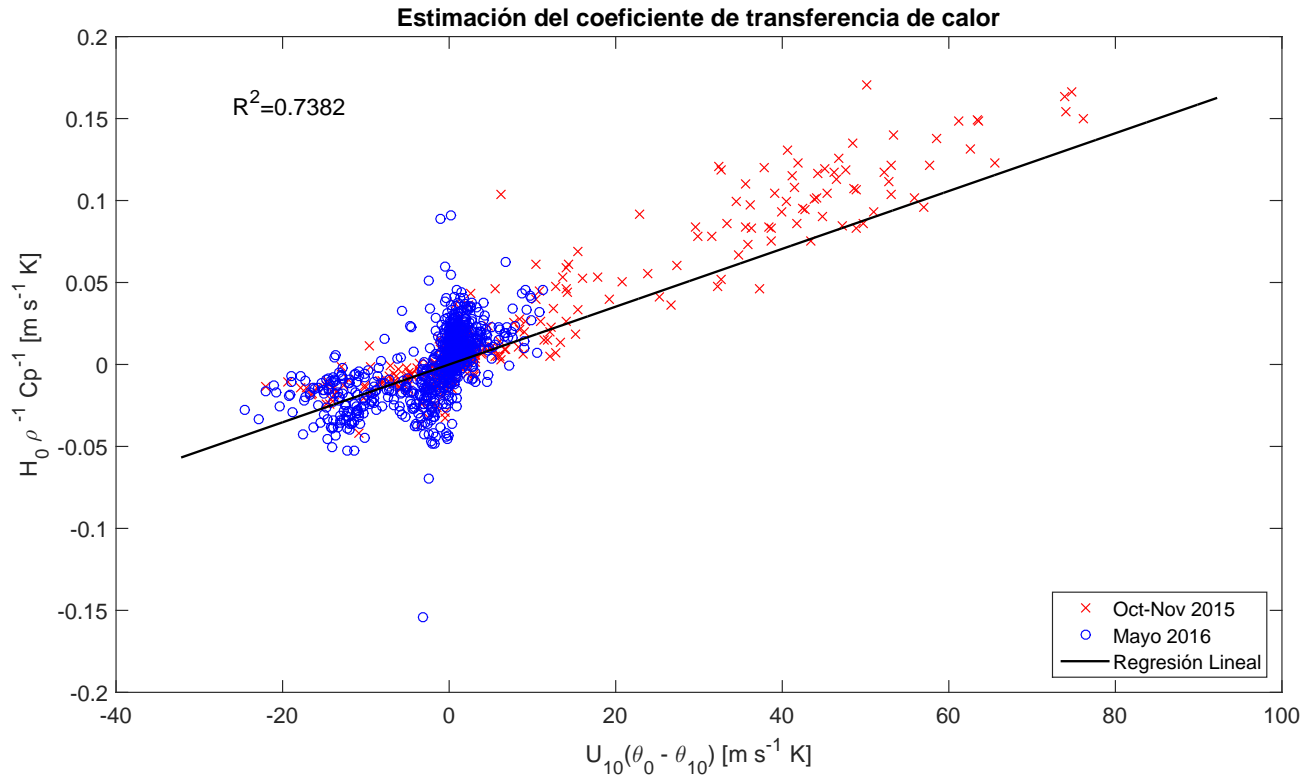


Figura 4.18: Estimación del coeficiente de transferencia de calor en base a las mediciones en terreno.

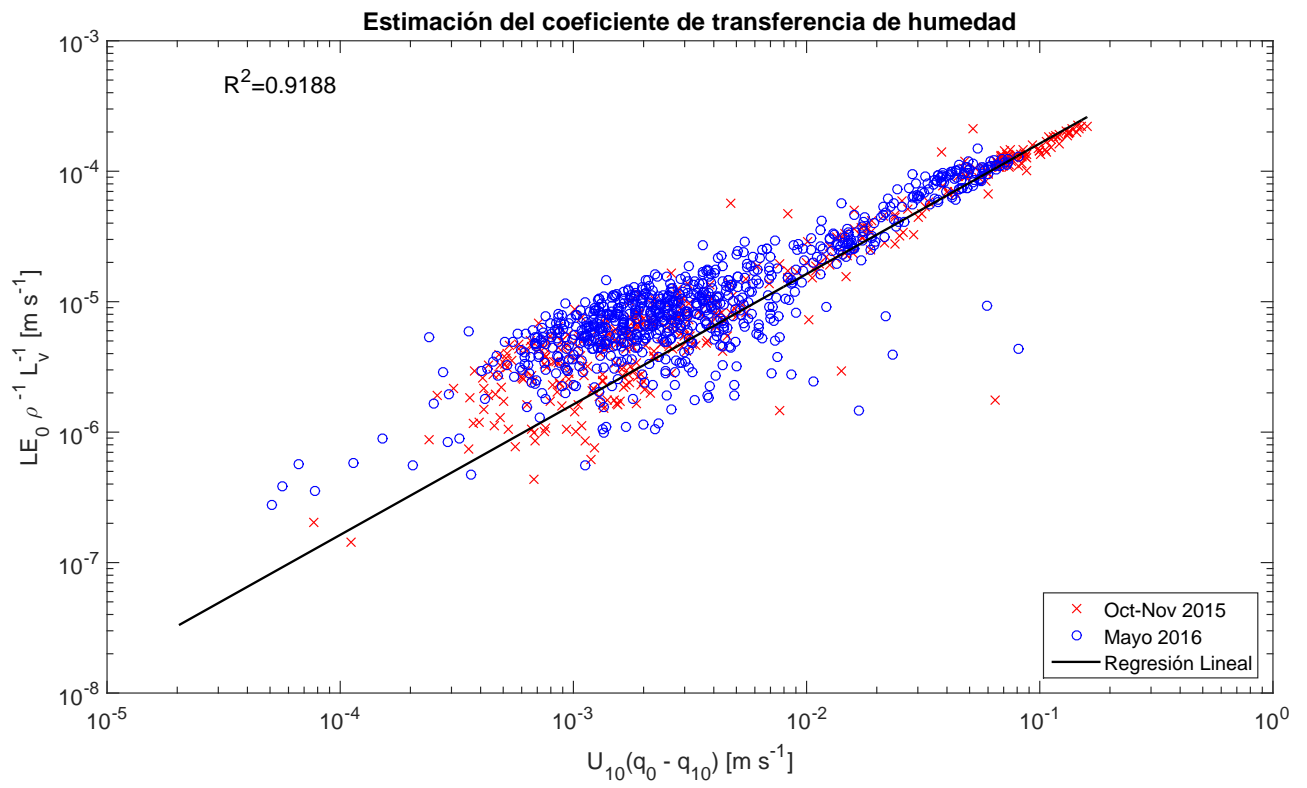


Figura 4.19: Estimación del coeficiente de transferencia de humedad en base a las mediciones en terreno.

4.4. Balance de energía superficial

4.4.1. Balance de energía superficial y formación de hielo

Utilizando la Ecuación 2.22 se calculó la temperatura sobre la laguna θ_0 como función de la temperatura del aire θ y el parámetro adimensional ζ .

En paralelo, a través de la Ecuación 2.82, se estimó la temperatura de la superficie de la laguna como función de BES , valor que no existe como medición directa cuando se forma hielo ¹. Para este propósito, se calculó una temperatura superficial T_0 tal que hace cero la Ecuación 2.82 a través del algoritmo de optimización de Newton-Raphson y, por extensión, se obtuvo el espesor de la capa de hielo a través de la Ecuación 2.79.

Los resultados se muestran en la Figura 4.20. Se observa que el modelo de Balance Energético Superficial entrega valores similares de temperatura superficial a los calculados mediante estabilidad (Figura 4.20.A y 4.20.C). El espesor de la capa de hielo también es coherente con las observaciones *in situ* durante la campaña de mayo de 2016 (Figuras 4.20.B, 4.20.D y 2.2.A). Si bien en las mediciones de temperatura ambiental (Figura 4.1. B) no se evidencia una diferencia significativa entre campañas, la temperatura superficial sí registra variación, lo que deriva en un aumento en la extensión y duración de la capa de hielo en la campaña de mayo de 2016.

¹Cuando no hay hielo, se asumió que existe mezcla completa en la laguna, por tanto la temperatura del agua es homogénea.

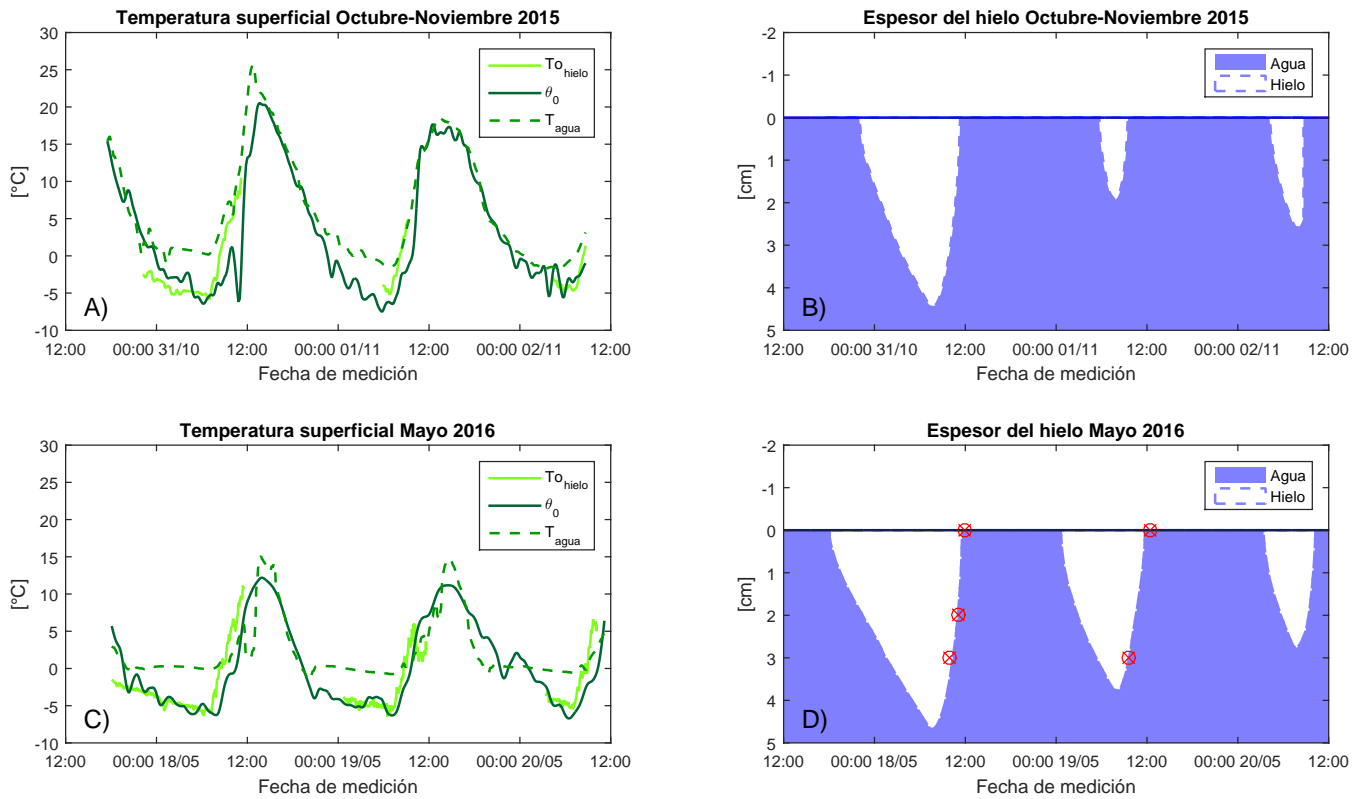


Figura 4.20: Temperatura superficial de la laguna y formación de hielo. En A) y C) se presentan las temperaturas superficiales modeladas mediante estabilidad (θ_0 , línea verde oscuro continua) y mediante *BES* (T_0 , línea verde claro continua) en conjunto con la temperatura del agua (T_{agua} , línea verde discontinua) para las campañas de octubre-noviembre de 2015 y de mayo de 2016 respectivamente. En B) y D) se presenta el hielo formado en ambas campañas. En D) adicionalmente se indican las mediciones puntuales de espesor de hielo realizadas in situ (círculos rojos).

4.4.2. Hielo y procesos de transporte en la interfaz aire-agua

El aislamiento del agua producido por la capa de hielo es evidente si se analiza el transporte de masa en la interfaz aire-agua. El flujo vertical de dióxido de carbono fue medido con el *Irgason* y corregido por efectos de boyancia y humedad (Webb et al., 1980)

$$F_{CO_2} = \overline{w'C'_{CO_2}} + m \frac{\overline{C_{CO_2}}}{\rho_d} \overline{w'C_{H_2O}} + (1 + mR) \frac{\overline{C_{CO_2}}}{\theta} \overline{w'\theta'} \quad (4.5)$$

donde F_{CO_2} es el transporte vertical de dióxido de carbono desde el agua hacia la atmósfera y C_{CO_2} es la concentración de dióxido de carbono en el aire.

Si existe una diferencia de concentración de dióxido de carbono entre el aire y el agua, se espera que haya flujo en la interfaz aire-agua, dado que el flujo de CO_2 es principalmente difusivo (Cole & Caraco, 1998; Csanady, 1990; Wanninkhof & Knox, 1996; Zappa et al., 2007). Como cualquier otro flujo turbulento, a mayor energía cinética turbulenta, mayor será el transporte; así, la velocidad del viento es la forzante principal del flujo de CO_2 (Figura 4.21).

Como era de esperarse, el flujo de CO_2 es prácticamente cero cuando existe hielo, incluso si el viento alcanza velocidades altas (como se observa el 19 de mayo de 2016, antes de mediodía. Figura 4.21.B) lo que se explica al considerar que la interfaz aire-agua es reemplazada por una interfaz aire-hielo, y que no es lo suficientemente permeable para permitir el transporte de CO_2 .

El aislamiento debido al hielo podría ser significativo para la producción bentónica primaria, debido a la modulación que el hielo tiene en el calor, radiación, luz y flujo de dióxido de carbono en el sistema. Un análisis más detallado de esto queda propuesto para futuras investigaciones.

De manera similar, los flujos turbulentos de calor se ven afectados por la presencia de hielo. Al ya mencionado cambio de calor latente de evaporación por el de sublimación (Ecuación 2.8) se observa un efecto de reducción de flujo de calor, apreciables en la Figura 4.22, en donde el hielo utiliza la energía del sistema para derretirse y aísla el agua del aire. De manera similar a lo observado con F_{CO_2} , se observa un flujo reducido de calor incluso en condiciones de alta velocidad de viento, para luego incrementar su magnitud de forma abrupta al terminar de descongelarse la laguna (Figura 4.22.B).

Finalmente, y de forma más obvia, la presencia de hielo anula la transmisión de momentum desde el aire al agua, así como cambia la rugosidad de la laguna. En la Figura 4.23 se observa el cambio del coeficiente de arrastre en el tiempo.

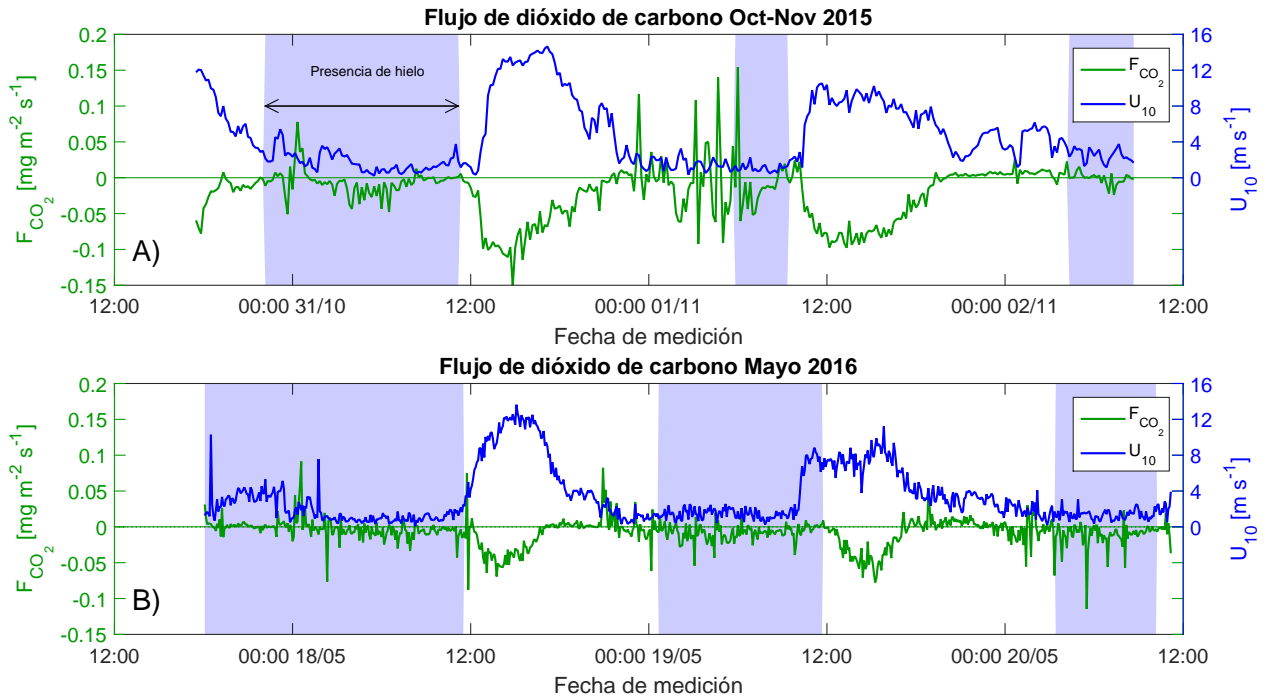


Figura 4.21: Flujo turbulento de dióxido de carbono (verde) comparado con la velocidad del viento a 10 m sobre la superficie (azul) para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). El área pintada indica los periodos en que la superficie de la laguna presenta hielo.

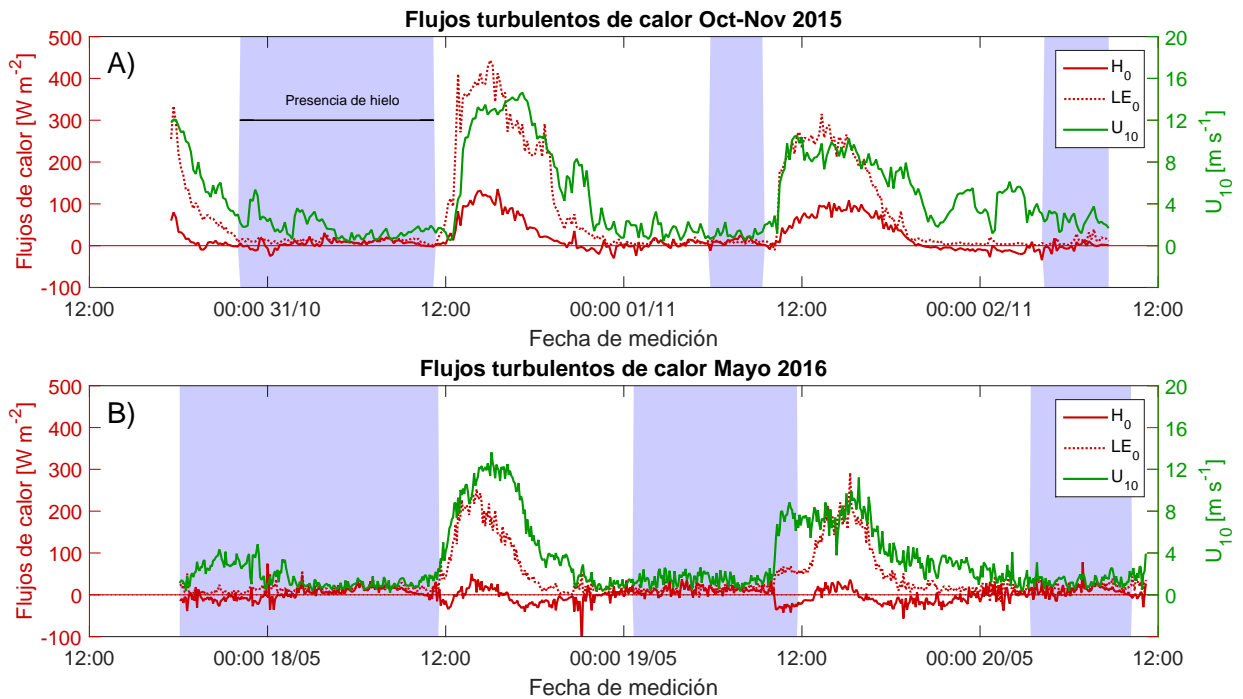


Figura 4.22: Flujos turbulentos de calor comparados con la velocidad del viento y hielo en superficie para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). La línea roja continua representa el flujo de calor sensible; la roja discontinua, el flujo de calor latente; la línea verde corresponde a la velocidad del viento a 10 m sobre la superficie. El área pintada indica los periodos en que la superficie de la laguna presenta hielo.

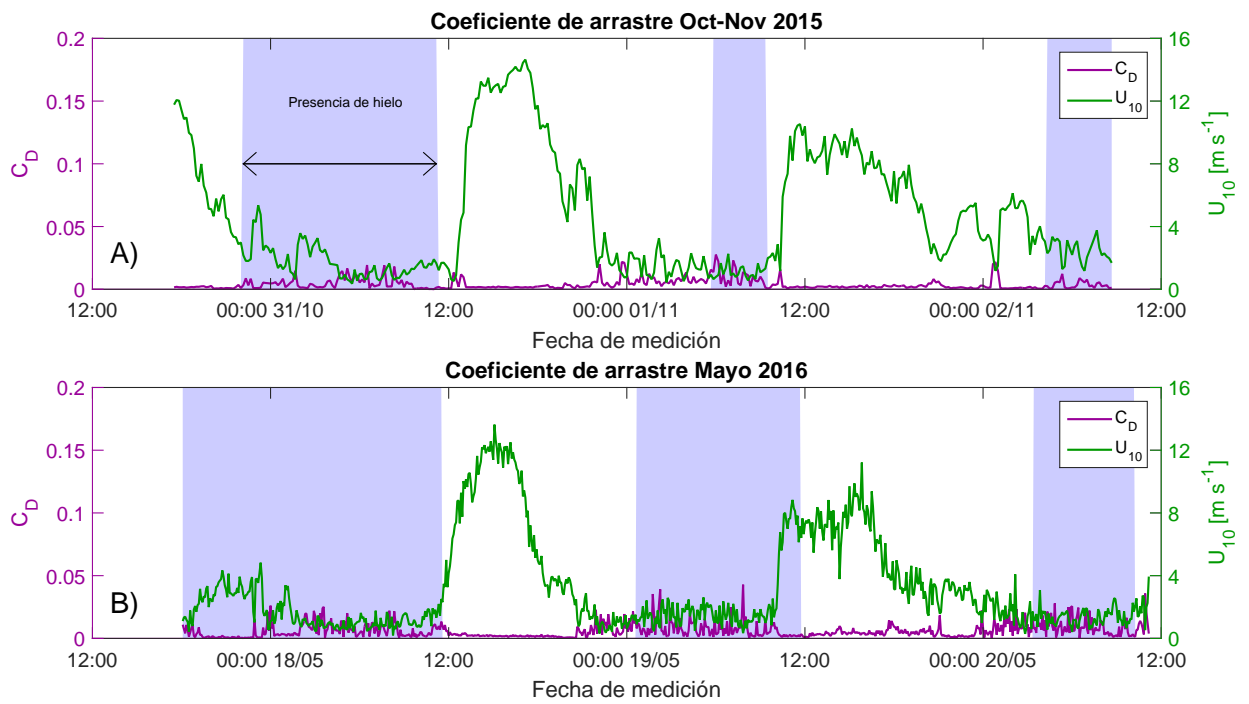


Figura 4.23: Coeficiente de arrastre de arrastre (morado) comparado con la velocidad del viento (verde) y hielo en superficie para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). El área pintada indica los periodos en que la superficie de la laguna presenta hielo.

4.4.3. Balance de energía en el agua

A través de las ecuaciones 2.78 y 2.83 se calculó el balance de energía en el agua y, por extensión, se calculó el flujo de calor entre los sedimentos y la columna de agua, lo que se presenta en la Figura 4.24. Para ello, se supuso que la variación temporal de la altura de la columna de agua es despreciable.

Se observa que durante parte significativa de la noche el flujo de calor turbulento es positivo y relativamente constante, coincidiendo con la escasa variación temporal de la temperatura del agua en ese periodo. Una vez que la radiación de onda corta incidente es significativa, el flujo disminuye gradualmente hasta volverse negativo, indicando que los sedimentos reciben calor a través de la capa de hielo y de agua. Al momento del derretimiento, el aumento es brusco, ya que no existe una reducción de radiación debido al hielo, y a que el balance en el agua (que regula a su vez el calor en esta modelación) queda condicionado también por el intercambio de calor directo entre la columna de agua y la atmósfera.

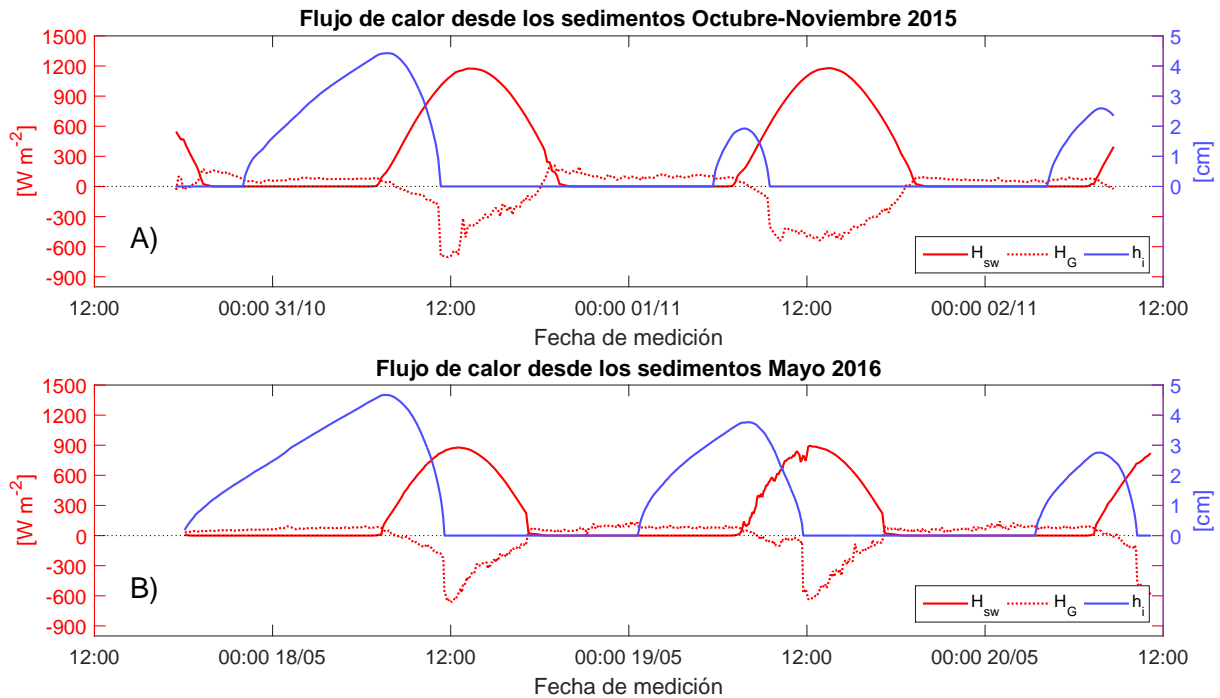


Figura 4.24: Flujo de calor entre los sedimentos y la columna de agua para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). La línea roja continua representa la radiación de onda corta incidente (H_{sw}); la punteada, el flujo de calor desde los sedimentos (H_G); la azul claro, el espesor de la capa de hielo (h_i)

Por su parte, el calor almacenado en la columna de agua es significativamente menor a los flujos de calor, tanto entre la atmósfera y la superficie de la laguna, como entre la laguna y los sedimentos, como se observa en la Figura 4.25. Se observa claramente que la variación de calor en la columna de agua es cercana a cero cuando existe formación de hielo, lo que es consecuente con los flujos medidos, la modelación de hielo y la modelación de H_G , la que es comparable con estudios similares (de la Fuente & Niño, 2010; de la Fuente, 2014).

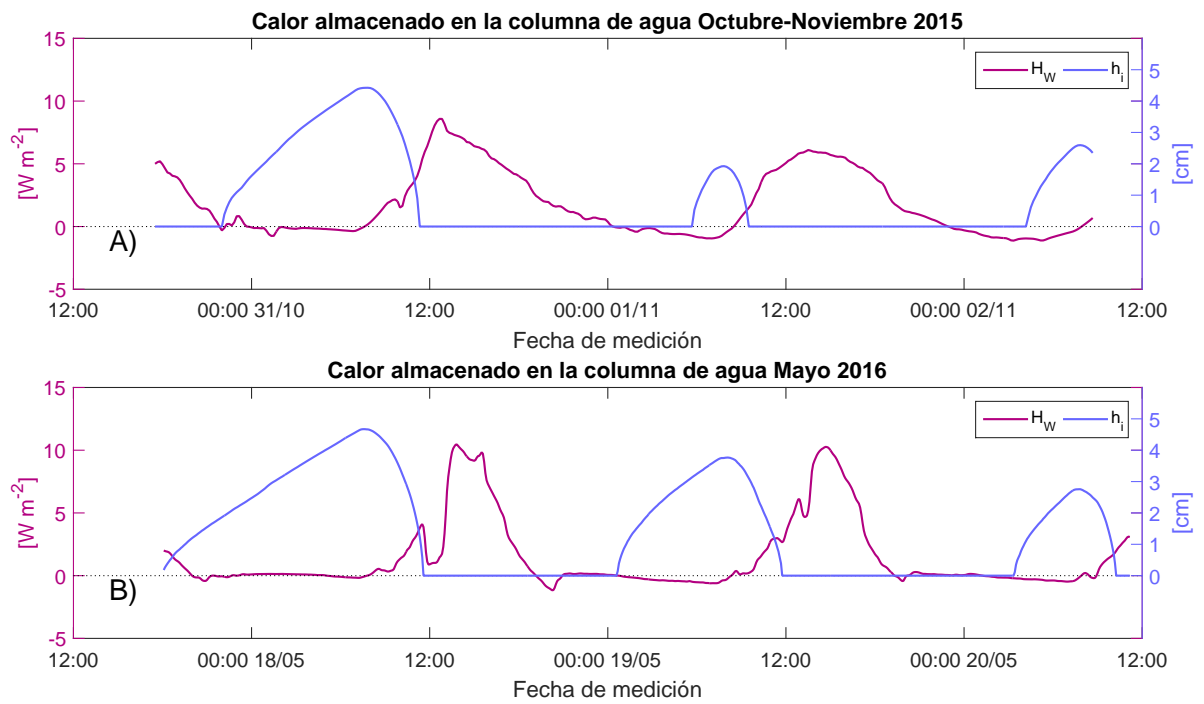


Figura 4.25: Calor almacenado en la columna de agua para las campañas de octubre-noviembre de 2015 (A) y mayo de 2016 (B). La línea morada continua representa el calor en la columna; la azul claro, el espesor de la capa de hielo (h_i)

Capítulo 5

Discusión y Conclusiones

5.1. Principales forzantes atmosféricas

Como se observa en la Figura 4.1.A, la velocidad del viento es la forzante atmosférica principal del sistema. Los altos valores de velocidad del viento durante la tarde generan mezcla en la capa atmosférica superficial, acercando parcelas de aire más frías y secas a la superficie de la laguna. Como consecuencia, se incrementa la evaporación y el flujo de calor sensible que tiende a enfriar el agua. Ambos fenómenos se evidencian en la marcada dependencia de los flujos turbulentos de calor con la velocidad del viento (Figura 4.1.D).

La velocidad del viento también afecta a la capa de agua: el momentum se transmite desde el aire al agua, creando un flujo turbulento que mezcla el agua y resuspende los sedimentos (de la Fuente, 2014).

La segunda forzante atmosférica principal es la radiación de onda corta. Durante la mañana, incrementa la temperatura de la superficie de la laguna, lo que se traduce en un aumento del flujo de calor turbulento hacia el aire. Esto además calienta de forma significativa a las parcelas inferiores de la capa atmosférica, incrementando el efecto de boyancia en el transporte vertical de masa, momentum y calor (ver Figura 4.5). Adicionalmente, la radiación que traspasa la laguna llega a los sedimentos, calentando la parte superior de estos. Durante la noche, el calor almacenado en los sedimentos es liberado hacia el agua, evitando oscilaciones de temperatura mayores a las que se registran (de la Fuente, 2014).

5.2. Flujos turbulentos y estabilidad atmosférica

5.2.1. Análisis de estabilidad atmosférica

El efecto combinado de ambas forzantes principales (viento y radiación de onda corta) domina sobre la estabilidad atmosférica (Figura 4.5). Observando la Figura 4.4, se evidencia una

periodicidad en la estabilidad atmosférica, la cual puede ser subdividida en cuatro periodos intradiarios:

- Enfriamiento bajo condición estable

Se inicia después de la puesta de sol. Se caracteriza por la ausencia radiación de onda corta incidente y por la escasez de viento, siendo la velocidad de éste cercana a cero, con ráfagas esporádicas en torno a los 2 m s^{-1} . Frente a la ausencia de estas forzantes meteorológicas, cualquier perturbación se disipa rápidamente, reduciendo así la mezcla en la capa superficial atmosférica. Como consecuencia, las parcelas de aire más densas y frías bajan por peso, y las más livianas y cálidas ascienden, lo que se denomina condición estable, caracterizado por un adimensional de Monin-Obukhov ζ mayor a cero (Figura 5.1.A).

La nueva disposición de las parcelas genera un gradiente de temperatura positivo que invierte el flujo de calor sensible, traspasándose dicho calor desde la atmósfera hacia la laguna. A su vez, la disminución de la temperatura ambiental y velocidad del viento reducen el calor latente a valores cercanos a cero. En la laguna propiamente tal, la temperatura disminuye de forma más gradual que en el aire, debido a la menor capacidad calórica del aire respecto al agua, y a que los sedimentos se comportan como un amortiguador térmico reteniendo calor durante el día y liberándolo durante la noche (de la Fuente, 2014).

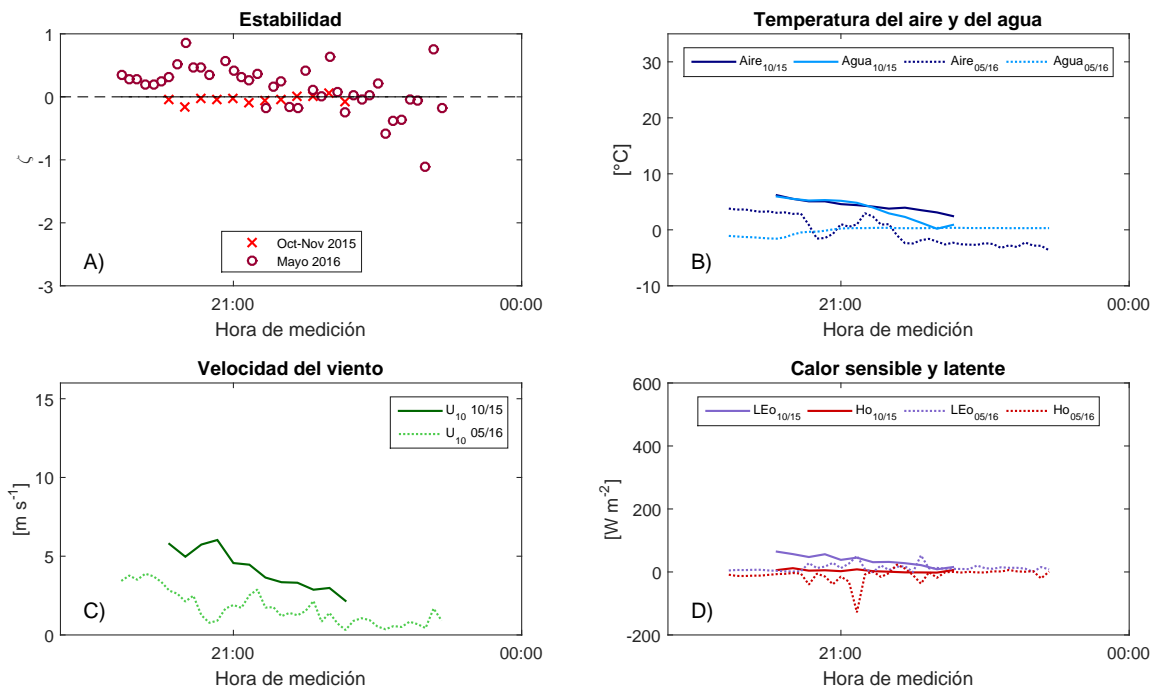


Figura 5.1: Enfriamiento bajo condición estable. Los valores de ζ oscilan entre 1 y 0, con algunas excepciones debido a la energía remanente en el sistema (A), mientras que la temperatura (B), viento (C) y flujos turbulentos (D) disminuyen considerablemente.

- Enfriamiento bajo condición inestable

Una vez que la laguna se enfría hasta el punto de congelamiento, se produce una capa de hielo sobre esta, aislando la columna de agua de la atmósfera. La formación de dicha

capa libera calor hacia la atmósfera, lo que se traduce en un flujo turbulento de calor hacia el aire, produciendo inestabilidad. Dado que la diferencia entre los valores de temperatura en superficie y atmosféricos no son grandes (ver Figura 5.2.B), la inestabilidad generada es moderada, variando entre -2 y 0 .

La aislación generada por el hielo, en conjunto con el efecto de los sedimentos mantienen la temperatura del agua en torno a los $0^{\circ}C$, no así la temperatura de la superficie, que baja hasta alcanzar valores cercanos a $-7^{\circ}C$.

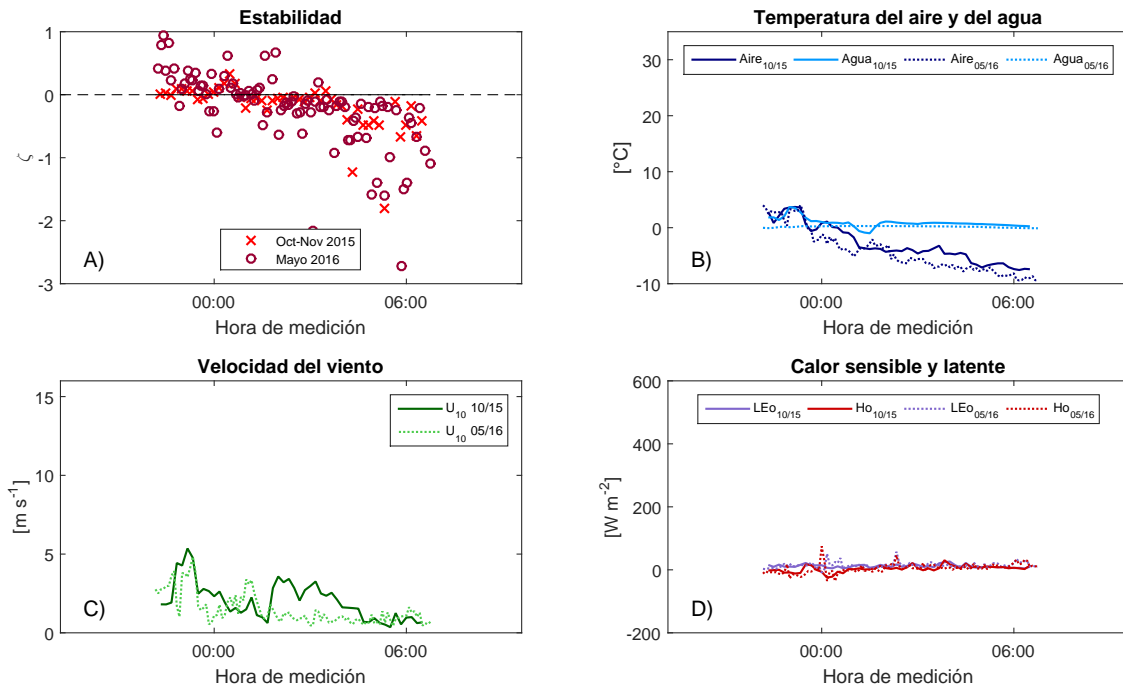


Figura 5.2: Enfriamiento bajo condición inestable. ζ oscila en casi todo el rango analizado, tendiendo a valores negativos a medida que avanza la noche (A). La temperatura del aire sigue disminuyendo mientras que la del agua se estabiliza (B).

- Convección libre

Al salir el sol, las condiciones generales del sistema cambian. Al existir radiación de onda corta incidente la temperatura del aire aumenta de forma súbita. Sin embargo, al seguir siendo la velocidad del viento cercana a cero, no hay mezcla mecánica. Sin embargo, las parcelas de aire más bajas se calientan producto del calentamiento de la superficie, disminuyendo rápidamente su densidad y, por consecuencia, se genera un flujo boyante que promueve el transporte vertical desde la laguna hacia la atmósfera. A este proceso se le conoce como convección libre y se caracteriza por una condición atmosférica inestable, en la que los valores del adimensional de Monin-Obukhov pueden tender a $-\infty$ (Figura 5.3.A).

A pesar de los gradientes temporales bruscos de temperatura y del aumento de radiación, los calores sensible y latente siguen siendo pequeños (Figura 5.3.D). El aumento de radiación y de temperatura ambiental producen el derretimiento de la capa de hielo, lo que requiere absorción de energía, por lo que en periodos en donde hubo mayor presencia de hielo, la inestabilidad fue menor.

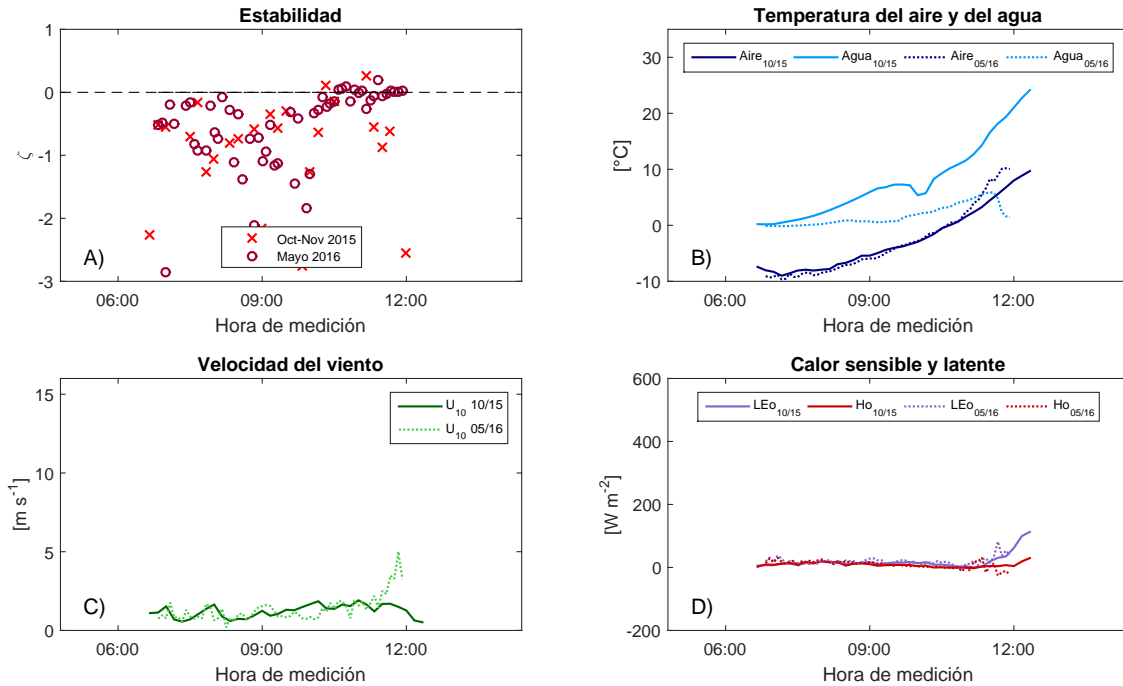


Figura 5.3: Convección libre. ζ se mantiene en valores menores a 0, tendiendo a valores particularmente bajos, fuera del rango graficado (A).

- Convección forzada

Cerca del mediodía el viento aumenta su velocidad de forma súbita, pasando de ráfagas esporádicas a un flujo relativamente constante, con valores que superan los 10 m s^{-1} .

La presencia de esta forzante meteorológica produce energía cinética turbulenta a través de los esfuerzos de corte, la que es lo suficientemente significativa como para incrementar sustancialmente el proceso de mezcla en la capa superficial atmosférica. Es así que, al mezclarse las parcelas de aire, se genera un perfil vertical de temperatura relativamente homogéneo, con lo que la inestabilidad atmosférica se reduce considerablemente, llegando a la neutralidad ($\zeta \approx 0$. Figura 5.4.A).

Los mayores mecanismos de transporte turbulento generan un aumento significativo de los flujos de calor sensible y latente, que pasan de valores cercanos a cero a 400 W m^{-2} en el caso del calor latente y a 100 W m^{-2} en el caso del sensible en la campaña de octubre-noviembre de 2015.

El caso de la campaña de mayo de 2016 es diferente: la temperatura del agua es menor, por lo que la diferencia con la atmósfera es pequeña, produciendo menos flujo de calor turbulento, así como la velocidad del viento es menor también en comparación con la campaña de 2015 (ver Figura 5.4.D). Esto se traduce en un incremento sustancialmente más bajo en la magnitud de los flujos de calor sensible y latente en relación al periodo de convección forzada.

En el agua, la temperatura, que aumentó considerablemente en el periodo anterior debido a la radiación y a la escasa profundidad, disminuye de forma gradual. Esto se explica en el aumento de los flujos de calor sensible y latente que extraen calor desde la laguna.

De igual forma, la temperatura del aire presenta una disminución gradual, consistente con los procesos de mezcla turbulenta en la capa límite atmosférica.

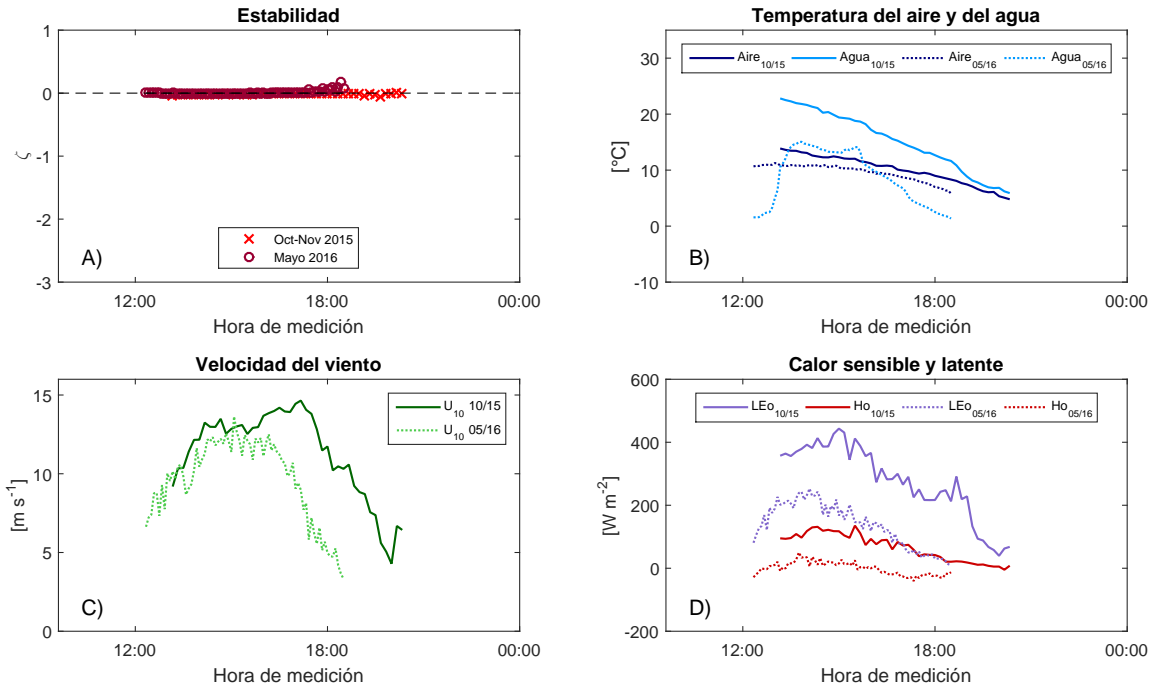


Figura 5.4: Convección forzada. Se observa que el parámetro ζ se mantiene muy cercano a 0 la mayor parte del tiempo (A).

5.2.2. Longitudes de escala de rugosidad

Respecto al coeficiente de Charnock, la optimización del coeficiente de arrastre para todas las funciones de similitud evaluadas en este trabajo dio como resultado un coeficiente un orden de magnitud mayor al que usualmente se ocupa (Csanady, 1990), y significativamente mayor a los disponibles en bibliografía, que van entre 0.01 y 0.03 (Garratt, 1992) en contraste con el valor obtenido en este trabajo, 0.1728 mostrado en la Figura 3.5. Se observa además al evaluar las funciones de similitud individualmente (Figura 4.8) y posterior cálculo del esfuerzo de corte a partir del coeficiente de arrastre ($C_D U^2$) que se subestima el valor medido de u_*^2 en caso de usar el coeficiente de Charnock tradicional. Este aspecto requiere de mayor análisis, ya que la mayoría de la investigación en torno a transferencia de momento entre aire y agua se ha realizado en mar abierto o en lagos con una profundidad considerablemente mayor a la del presente trabajo, por lo que el efecto de la profundidad de la laguna en la generación de oleaje debiera ser estudiado en un futuro trabajo.

El número de Reynolds de rugosidad calculado indica que existe un flujo aerodinámicamente rugoso sobre la laguna durante gran parte del día, y un flujo en transición liso-rugoso durante la noche y primeras horas del día (ver Figura 3.6). La rugosidad durante el día, cuando la laguna está libre de hielo, puede ser explicada por la poca profundidad de la laguna,

como se ha mencionado con anterioridad. Altos valores de la magnitud de la velocidad del viento sumados a la escasa profundidad del cuerpo de agua inducen olas pequeñas y de alta frecuencia, que incrementan la longitud de rugosidad aerodinámica y, por extensión, Re_* .

Las escalas de rugosidad de temperatura z_T y humedad z_q fueron estudiadas analizando las series de tiempo de las modelaciones de Garratt (Ecuaciones 2.69 y 2.70 para flujo rugoso) y Hicks (Ecuaciones 2.72 y 2.73) (Figuras 4.6 y 4.7). Ya que no existen valores explícitos de z_T y z_q , no se pudo verificar si las parametrizaciones se ajustan a la realidad. Los resultados de la evaluación de los coeficientes de transferencia de calor y humedad indican que las ecuaciones de Garratt, que presentan efectos de transporte molecular y turbulento, podrían ser una mejor aproximación a estas escalas.

5.2.3. Funciones de similitud

Las Figuras 4.8, 4.9 y 4.10 muestran una correlación consistente entre los perfiles verticales de las variables conservativas estudiadas y las funciones de similitud integrales. En el mismo grupo de figuras, se observa que las funciones que poseen formas similares (Ecuaciones de Businger et al., 1971; Dyer, 1974; Högström, 1988) tienen valores prácticamente iguales al ser evaluadas, lo que sugiere que los flujos de calor sensible y latente son poco sensibles a la parametrización utilizada para su cálculo.

Sin embargo, existe un sesgo en la parametrización de u_* en la evaluación de las funciones de similitud para el perfil vertical de viento para valores bajos del viento (Figura 4.8). Nuevamente es posible atribuir esta inconsistencia a la baja profundidad de la laguna y a la dinámica de formación de oleaje en esta.

5.2.4. Coeficientes de transferencia

Como era de esperarse por la forma de las ecuaciones de similitud, los coeficientes de transferencia neutros subestiman los valores bajo condiciones inestables (Figuras 4.11.A, 4.12.A y 4.13.A) y los sobreestiman para condiciones estables (Figuras 4.11.B, 4.12.B y 4.13.B). Evidentemente, a mayor magnitud de ζ , mayor es la dispersión y la variación de los coeficientes. Vale la pena mencionar que para valores grandes de todos los coeficientes, los valores neutros y no neutros son prácticamente los mismos. Esto, dado que las forzantes meteorológicas que dominan los flujos tienen su máximo cuando las condiciones de estabilidad son neutras.

Los coeficientes de arrastre neutro computado mediante las ecuaciones propuestas por Garratt (1992) (Ecuaciones 2.58 y 2.59) y Liu et al. (1979) (Ecuación 2.63) muestran un ajuste significativo con tendencia a la subestimación, en comparación con el valor dado por la Ecuación 2.55 (Figura 4.14). Las tres parametrizaciones propuestas son estrictamente dependientes de la velocidad del viento y fueron calibradas empíricamente en la interfaz aire-océano (Garratt, 1992; Liu et al., 1979).

5.3. Balance de energía superficial y formación de hielo

Se propuso un modelo que fue satisfactoriamente validado. Los resultados del modelo indican que la formación de hielo es un proceso lento, mucho más que el derretimiento (Figura 4.20). Este comportamiento se explica en que el hielo recibe alta de radiación de onda corta durante la mañana. Como consecuencia, variaciones estacionales en el ciclo de derretimiento del hielo y congelamiento del agua en las lagunas se asocian a variaciones estacionales de la radiación de onda corta. Básicamente, la diferencia estacional en la energía superficial se traduce en un incremento del espesor de hielo que se forma durante la noche, como se muestra en la Figura 4.20.

La formación de hielo en la superficie tiene un efecto significativo en la temperatura del agua: al aislar el cuerpo de agua de la atmósfera se restringen considerablemente todos los flujos de calor desde el agua hacia la atmósfera, y al liberarse calor debido al proceso de congelamiento (conjuntamente con el calor proveniente desde los sedimentos) se mantiene la temperatura del agua en torno a los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. El mismo calor producido por congelamiento debe ser liberado por conducción a través del hielo hacia la atmósfera, lo que incrementa los efectos boyantes en ella.

El derretimiento del hielo tiene un efecto opuesto en los flujos de calor: el hielo derretido y la reducción de radiación de onda corta que genera la capa de hielo reducen el incremento de la temperatura del agua. Adicionalmente, debido a la absorción de calor que efectúa el proceso de fusión, el sistema reduce los flujos de calor hacia la atmósfera. Este fenómeno se evidencia en una reducción de la magnitud del parámetro adimensional de Monin-Obukhov (Figura 4.4). Para este tipo de sistemas, con la cantidad de radiación de onda corta, se esperaba un estado similar al de convección libre, debido al incremento de temperatura en la superficie que genera dicha forzante (Adams & Helfrich, 1990).

5.4. Comparación con sistemas similares

Como se mencionó en un principio, existe una significativa ausencia de estudios en salares. Más aún, son pocos los estudios que se enfocan en variaciones intradiarias de la estabilidad atmosférica o de flujos turbulentos sobre cuerpos de agua someros.

La comparación más próxima existente es el estudio del Salar de Punta Negra, realizado por de la Fuente & Niño (2010). Este salar, ubicado en el Altiplano chileno a 3000 m.s.n.m , comparte varias características climatológicas y geomorfológicas con el Salar del Huasco. Las mediciones para la realización del mencionado artículo fueron obtenidas en el verano de 2006 e, incluso bajo condiciones similares de viento, radiación de onda corta y temperatura del aire, se evidencian diferencias significativas en la estimación de flujos turbulentos de calor, los cuales fueron obtenidos mediante relaciones empíricas en función de las variables medidas: el calor sensible en el Salar de Punta Negra muestra variaciones intradiarias mayores a los valores registrados en el Salar del Huasco en ambas campañas, así como el calor latente presenta una magnitud mayor. La diferencia podría deberse al balance energético de los salares (no se

registró presencia de hielo en el Salar de Punta Negra), morfología y la estación del año en la que se hicieron las mediciones. Se requiere de un análisis más profundo para entender dichas diferencias, lo que escapa del objetivo general de este trabajo.

Venäläinen et al. (1998) estudiaron en 1998 relaciones entre la velocidad del viento, el *fetch* y los flujos turbulentos de calor sobre dos lagos someros en Suecia: el lago Råksjön, que posee un área de 1.2 km^2 y una profundidad media de 4.3 m , y el lago Tämnaaren, que tiene un área de 34 km^2 y una profundidad media de 1.2 m . Ambos flujos turbulentos de calor (H_0 y LE_0) fueron estimados a través de fórmulas empíricas. Los resultados de este trabajo indican valores similares de calor latente para valores similares de velocidad del viento, a una temperatura del aire de $19 \text{ }^\circ\text{C}$ y humedad relativa del 54 %, comportándose de forma más parecida al Salar del Huasco que el Salar de Punta Negra.

Revisando estudios más recientes, Biermann et al. (2014), trabajaron en una laguna somera de 1 km^2 y una profundidad máxima de 12 m en la cuenca de Nam Co en la meseta Tibetana, a 4730 m.s.n.m. Los flujos turbulentos de calor fueron medidos en verano por un anemómetro sónico y comparados con relaciones empíricas. Las series a nivel intradiario de calor latente, sensible y temperatura del aire resultaron ser similares al registro de mayo de 2016 en el Salar del Huasco durante las horas de día, incluso cuando la velocidad del viento no fue tan alta como la registrada en el salar. Durante la noche, la temperatura del aire no desciende tanto como en el Salar de Huasco y los flujos de calor reflejan eso.

El trabajo de Li et al. (2015) se enfocó en el lago Ngoring, también en la meseta Tibetana. Este lago posee un área de 610 km^2 , una profundidad media de 17 m y se encuentra a 4274 m.s.n.m. Los datos se obtuvieron en verano y otoño por medio de un anemómetro sónico y un sensor de gases de extremo abierto. En el análisis de otoño se observan valores de flujos turbulentos similares a los obtenidos para la misma época en el salar, particularmente en las tardes, donde las condiciones meteorológicas son similares. Las diferencias en las mañanas pueden atribuirse a la capa de hielo que cubre el salar.

Mammarella et al. (2015) estudiaron el lago Kuivajärvi en Finlandia. Este lago posee un área de 0.63 km^2 y una profundidad media de 6.4 m . Los flujos turbulentos de calor fueron medidos por medio de un anemómetro sónico y un sensor de gases infrarrojo en verano y otoño de los años 2010 y 2011. Los resultados de octubre de ambos años muestran significativas similitudes con los registrados en el Salar del Huasco para el calor sensible. Sin embargo, el calor latente y la radiación neta es menor a la registrada en el lugar de estudio de este trabajo.

Bibliografía

- Adams, E. E. & Helfrich, R. (1990). Evaporation from heated water bodies: predicting combined forced plus free convection. *Water Resources Research*, 26(3):425–435.
- Aubinet, M., Vesala, T., & Papale, D., editors (2012). *Eddy Covariance*. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Bernal, N. (2016). *Ligidium viscacia*. *The IUCN Red List of Threatened Species*. Online. <http://dx.doi.org/10.2305/IUCN.UK.2016-2.RLTS.T11148A22190789.en>.
- Biermann, T., Babel, W., Ma, W., Chen, X., Thiem, E., Ma, Y., & Foken, T. (2014). Turbulent flux observations and modelling over a shallow lake and a wet grassland in the Nam Co basin, Tibetan Plateau. *Theoretical and Applied Climatology*, 116(1-2):301–316.
- BirdLife International (2016a). *Phoenicoparrus andinus*. *The IUCN Red List of Threatened Species*. Online. <http://dx.doi.org/10.2305/IUCN.UK.2016-3.RLTS.T22697387A93611749.en>.
- BirdLife International (2016b). *Phoenicoparrus chilensis*. *The IUCN Red List of Threatened Species*. Online. <http://dx.doi.org/10.2305/IUCN.UK.2016-3.RLTS.T22697365A93610811.en>.
- BirdLife International (2016c). *Phoenicoparrus jamesi*. *The IUCN Red List of Threatened Species*. Online. <http://dx.doi.org/10.2305/IUCN.UK.2016-3.RLTS.T22697398A93612106.en>.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., & Bradley, E. F. (1971). Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81(350):639–640.
- Cole, J. J. & Caraco, N. F. (1998). Atmospheric exchange of carbon dioxide in a low-wind oligotrophic lake measured by the addition of SF₆. *Limnology and Oceanography*, 43(4):647–656.
- Crawford, T. (1965). Moisture transfer in free and forced convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 91(387):18–27.

- Csanady, G. T. (1990). The role of breaking wavelets in air-sea gas transfer. *Journal of Geophysical Research*, 95(C1):749–759.
- Csanady, G. T. (2004). *Air-Sea Interaction: Laws and Mechanisms*, volume 55. Cambridge University Press.
- Davies, J. A., Robinson, P., & Nunez, M. (1971). Field determinations of surface emissivity and temperature for Lake Ontario. *Journal of Applied Meteorology*, 10(4):811–819.
- de la Fuente, A. (2014). Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water column in a shallow salty lagoon. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, 119(4):596–613.
- de la Fuente, A. & Niño, Y. (2010). Temporal and spatial features of the thermohydrodynamics of shallow salty lagoons in northern Chile. *Limnology and Oceanography*, 55(1):279–288.
- Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 7(3):363–372.
- Dyer, A. J. & Hicks, B. B. (1970). Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(410):715–721.
- Garratt, J. R. (1992). *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Herrera, V., De Gregori, I., & Pinochet, H. (2009). Assesment of trace elements and mobility of arsenic and manganese in Lagoon sediments of the Huasco and Coposa salt flats, Chilean altiplano. *Journal of the Chilean Chemical Society*, 54(4):454–459.
- Hicks, B. B. (1972). Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes. *Boundary-Layer Meteorology*, 3(2):201–213.
- Hicks, B. B. (1975). A procedure for the formulation of bulk transfer coefficients over water. *Boundary-Layer Meteorology*, 8(1968):515–524.
- Hinze, J. O. (1975). *Turbulence: An introduction to its mechanism and theory*. McGraw-Hill, New York, 2nd editio edition.
- Högström, U. (1988). Nondimensional wind and temperature profiles. *Boundary-Layer Meteorology*, 42(1):55–78.
- Idso, S. B. & Jackson, R. D. (1969). Thermal Radiation from the Atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 74(23):5397.
- Kader, B. & Yaglom, A. (1990). Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 212:637–662.
- Kaimal, J. C. & Gaynor, J. E. (1991). Another look at sonic thermometry. *Boundary-Layer*

- Meteorology*, 56(4):401–410.
- Leppäranta, M. (2015). *Freezing of lakes and the evolution of their ice cover*. Springer Science & Business Media.
- Li, Z., Lyu, S., Ao, Y., Wen, L., Zhao, L., & Wang, S. (2015). Long-term energy flux and radiation balance observations over Lake Ngoring, Tibetan Plateau. *Atmospheric Research*, 155:13–25.
- Liu, W., Katsaros, K., & Businger, J. (1979). Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface.
- Lucherini, M. (2016). *Lycalopex culpaeus*. *The IUCN Red List of Threatened Species*. Online. <http://dx.doi.org/10.2305/IUCN.UK.2016-1.RLTS.T6929A85324366.en>.
- Mammarella, I., Nordbo, A., Rannik, Ü., Haapanala, S., Levula, J., Laakso, H., Ojala, A., Peltola, O., Heiskanen, J., Pumpanen, J., & Vesala, T. (2015). Carbon dioxide and energy fluxes over a small boreal lake in Southern Finland. *Journal of Geophysical Research G: Biogeosciences*, 120(7):1296–1314.
- Monin, A. S. & Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 24(151):163–187.
- Montgomery, R. B. (1948). Vertical Eddy Flux of Heat in the Atmosphere.
- Muñoz, J. (2009). Levantamiento hidrogeológico para el desarrollo de nuevas fuentes de agua en áreas prioritarias de la zona norte de Chile, Regiones XV, I, II y III. Etapa II. Technical report, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Pontificia Universidad Católica de Chile.
- Navarro, G., Arrázola, S., Atahuachi, M., De la Barra, N., Mercado, M., Ferreira, W., & Moraes, M. (2016). *Libro rojo de la flora amenazada de Bolivia*, volume I. Zona Andina. Ministerio de Medio Ambiente y Agua, La Paz, Bolivia.
- Nieuwstadt, F. T. & Van Dop, H. (2012). *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling: A Course Held in The Hague, 21–25 September, 1981*, volume 1. Springer Science & Business Media.
- Obukhov, A. M. (1971). Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorology*, 2(1):7–29.
- Panofsky, H. A. (1963). Determination of stress from wind and temperature measurements. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 89(379):85–94.
- Prandtl, L. (1904). Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. *Int. Math. Kongr Heidelberg. Leipzig*.
- Ramsar Convention Secretariat (2016). *An Introduction to the Ramsar Convention on Wetlands*. Ramsar Convention Secretariat.

- Risacher, F., Alonso, H., & Salazar, C. (2003). The origin of brines and salts in Chilean salars: A hydrochemical review. *Earth-Science Reviews*, 63(3-4):249–293.
- Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, volume 13. Kluwer Academic Publisher.
- Vega, A. (2016). *Balance hídrico de la cuenca del Salar del Huasco mediante modelo hidrológico de simulación TOPMODEL usando información de reanálisis atmosférico*. Memoria para optar al título de Ingeniero Civil. Universidad de Chile.
- Venäläinen, A., Heikinheimo, M., & Tourula, T. (1998). Latent heat flux from small sheltered lakes. *Boundary-Layer Meteorology*, 86(3):355–377.
- Verma, S. B. (1990). Micrometeorological methods for measuring surface fluxes of mass and energy. *Remote Sensing Reviews*, 5(September 2012):99–115.
- Wanninkhof, R. & Knox, M. (1996). Chemical enhancement of CO₂ exchange in natural waters. *Limnology and Oceanography*, 41(4):689–697.
- Webb, E., Pearman, G., & Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer.
- Webb, E. K. (1970). Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(407):67–90.
- Willmott, C. J. (1981). On the validation of models. *Physical geography*, 2(2):184–194.
- Wyngaard, J. C. & Cote, O. R. (1971). The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer.
- Zappa, C. J., McGillis, W. R., Raymond, P. A., Edson, J. B., Hintsa, E. J., Zemmelen, H. J., Dacey, J. W. H., & Ho, D. T. (2007). Environmental turbulent mixing controls on air-water gas exchange in marine and aquatic systems. *Geophysical Research Letters*, 34(10):1–6.

Anexos

Anexo A

Propagación de errores de variables atmosféricas

A.1 Errores instrumentales

Los errores instrumentales asociados a cada instrumento utilizado y a sus respectivas variables medidas se presentan en la Tabla A.1

Tabla A.1 Errores instrumentales

Instrumento	Variable medida	σ	Unidad
Analizador de Gases	C_{CO_2}	0.1	$mg\ m^{-3}$
	C_{H_2O}	0.00175	$g\ m^{-3}$
Anemómetro Sónico	u	0.5	$mm\ s^{-1}$
	v	0.5	$mm\ s^{-1}$
	w	0.25	$mm\ s^{-1}$
	T_s	0.0125	$^{\circ}C$
Model 107	Temp. aire	0.15	$^{\circ}C$
PTB110	Presión	0.15	kPa
CS300	H_{sw}	5%RN	$W\ m^{-2}$
NR-Lite2	RN	5%RN	$W\ m^{-2}$
CS106	Presión	0.1	kPa
Wind Monitor 05103	U	0.3	$m\ s^{-1}$
HMP60-L1	Temp. aire	0.6	$^{\circ}C$
	HR	5%HR	%
U22-001	Temp. agua	0.21	$^{\circ}C$

A.2 Propagación de errores

Se calculó el error asociado a las variables atmosféricas principales mediante la fórmula de propagación de errores

$$\sigma_f^2 = \sum \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (\text{A.1})$$

donde σ^2 es la varianza asociada a una variable producto a analizar f (σ_f es la desviación estándar), x_i es la variable atmosférica medida en terreno y σ_{x_i} es el error asociado a la variable x_i .

De esta forma, los errores asociados a las distintas variables atmosféricas son:

Magnitud de la velocidad del viento (Ecuación 2.18)

$$U = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{0.5} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} \sigma_U^2 &= \left(\frac{\partial U}{\partial u} \right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)^2 \sigma_v^2 \\ &= \left(\frac{1}{U} \right)^2 (\bar{u}^2 \sigma_u^2 + \bar{v}^2 \sigma_v^2) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Velocidad de corte (Ecuación 2.14)

$$u_* = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{0.25} \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma_{u_*}^2 = \left[\frac{0.25 u_*}{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}} (\sigma_{\overline{u'w'^2}} + \sigma_{\overline{v'w'^2}}) \right]^2 \quad (\text{A.5})$$

con

$$\sigma_{\overline{u'_i u'_j}}^2 = \left(2 \overline{u'_i u'_j} \sigma_{u'_i u'_j} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

y la varianza de una covarianza entre dos variables η y χ

$$\sigma_{\overline{\eta' \chi'}} = \sqrt{\sum \frac{\sigma_{A_i A_j}^2}{N}} \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma_{A_i A_j}^2 = \sigma_{A_i}^2 + \sigma_{A_j}^2 \quad (\text{A.8})$$

$$\sigma_{A_i}^2 = \sigma_{\eta}^2 + \left(\frac{\sqrt{N}}{N} \sigma_{\eta} \right)^2 \quad (\text{A.9})$$

Por lo tanto, el error asociado a una covarianza entre dos variables puede expresarse como

$$\sigma_{\eta'\chi'}^2 = \frac{N+1}{N} \left(\sigma_{\chi'}^2 \overline{\eta'^2} + \sigma_{\eta'}^2 \overline{\chi'^2} \right) \quad (\text{A.10})$$

con N el número de valores usados en la covarianza por cada variable ($N = f \cdot P$)

Temperatura potencial corregida por humedad (Kaimal & Gaynor, 1991)

$$\theta = \frac{T_s}{1 + \frac{0.32C'_{H_2O}RT_s}{18.02P}} \left(\frac{P}{P_R} \right)^{-\frac{RD}{C_p}} \quad (\text{A.11})$$

donde T_s es la temperatura sónica medida por el *Irgason* y P_R la presión referencial, tomada igual a la presión P del *Irgason*

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta}^2 &= \left(\frac{\partial \theta}{\partial T_s} \right)^2 \sigma_{T_s}^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial C_{H_2O}} \right)^2 \sigma_{C_{H_2O}}^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)^2 \sigma_P^2 \\ &= \frac{1}{\left(1 + \frac{0.32C'_{H_2O}RT_s}{18.02P} \right)^4} \left(\sigma_{T_s}^2 + T_s^4 \left(\frac{0.32R}{18.02P} \right)^2 \sigma_{C_{H_2O}}^2 + T_s^4 \left(\frac{0.32RC_{H_2O}}{18.02} \right)^2 \sigma_P^2 \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Calor latente (Ecuación 2.6)

$$LE_0 = L_v(1+mR) \left(\overline{C'_{H_2O}w'} + \overline{C_{H_2O} \frac{w'\theta'}{\theta}} \right) \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{LE_0}^2 &= \left(\frac{\partial LE_0}{\partial \theta} \right)^2 \sigma_{\theta}^2 + \left(\frac{\partial LE_0}{\partial C_{H_2O}} \right)^2 \sigma_{C_{H_2O}}^2 + \left(\frac{\partial LE_0}{\partial C'_{H_2O}w'} \right)^2 \sigma_{C'_{H_2O}w'}^2 + \left(\frac{\partial LE_0}{\partial \theta'w'} \right)^2 \sigma_{\theta'w'}^2 \\ &= \left[-2.39 \left(\overline{C'_{H_2O}w'} + \overline{C_{H_2O} \frac{w'\theta'}{\theta}} \right) + L_v \left(\overline{C_{H_2O} \frac{w'\theta'}{\theta^2}} (\theta - 1) \right) \right]^2 (1+mR)^2 \sigma_{\theta}^2 \\ &+ \left[L_v(1+mR) \left(\frac{1}{\theta} \overline{w'\theta'} \right) \right]^2 \sigma_{C_{H_2O}}^2 + [L_v(1+mR)]^2 \sigma_{C'_{H_2O}w'}^2 \\ &+ \left[L_v(1+mR) \left(\frac{\overline{C_{H_2O}}}{\theta} \right) \right]^2 \sigma_{\theta'w'}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Calor sensible (Ecuación 2.5)

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{H_0}^2 &= \left(\frac{\partial H_0}{\partial \rho} \right)^2 \sigma_{\rho}^2 + \left(\frac{\partial H_0}{\partial w'\theta'} \right)^2 \sigma_{w'\theta'}^2 \\ &= (C_p \overline{w'\theta'})^2 \sigma_{\rho}^2 + (\rho C_p)^2 \sigma_{w'\theta'}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Longitud de Monin-Obukhov (Ecuación 2.12)

$$L = -\frac{u_*^3}{\frac{\kappa g}{\theta} w' \theta'} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{aligned} \sigma_L^2 &= \left(\frac{\partial L}{\partial u_*} \right)^2 \sigma_{u_*}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial \theta} \right)^2 \sigma_{\theta}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial w} \right)^2 \sigma_w^2 \\ &= \left(-3 \frac{u_*^2}{\frac{\kappa g}{\theta} w' \theta'} \right)^2 \sigma_{u_*}^2 + \left(-\frac{u_*^3}{\kappa g w' \theta'} \right)^2 \sigma_{\theta}^2 + \left(-\frac{u_*^3}{\frac{\kappa g}{\theta}} \right)^2 \sigma_{w' \theta'}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Adimensional de Monin-Obukhov (Ecuación 2.11)

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (\text{A.19})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\zeta}^2 &= \frac{\partial \zeta}{\partial z} \sigma_z + \frac{\partial \zeta}{\partial L} \sigma_L \\ &= \frac{1}{L} \sigma_z - \frac{z}{L^2} \sigma_L \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Los errores propagados de cada variable evaluada se presentan en la Tabla A.2. En las Figuras A.1, A.2 y A.3 se presentan las variables con mayor error, con un intervalo de confianza de 95 %.

Tabla A.2 Propagación de errores

Variable	Unidades	Campaña	min σ^2	max σ^2	$\overline{\sigma^2}$
U	$m s^{-1}$	Oct-Nov 2015	2.50E-07	2.5E-07	2.5E-07
		Mayo 2016	2.50E-07	2.5E-07	2.5E-07
u_*	$m s^{-1}$	Oct-Nov 2015	1.23E-15	0.0272	0.0013
		Mayo 2016	5.19E-16	0.0249	0.0006
θ	$^{\circ}C$	Oct-Nov 2015	1.02E-06	0.2439	0.0120
		Mayo 2016	9.39E-07	0.0258	0.0022
LE_0	$W m^{-2}$	Oct-Nov 2015	0.6273	1.23E+03	1.09E+02
		Mayo 2016	2.5830	5.55E+02	6.80E+01
H_0	$W m^{-2}$	Oct-Nov 2015	0.1646	9.59E+04	7.47E+03
		Mayo 2016	0.0827	2.48E+04	1.66E+03
L	m	Oct-Nov 2015	1.47E-12	2.34E+08	6.17E+05
		Mayo 2016	1.70E-10	1.79E+07	7.48E+04
ζ	m	Oct-Nov 2015	1.09E-13	4.1384	0.0130
		Mayo 2016	1.08E-12	0.2724	0.0010

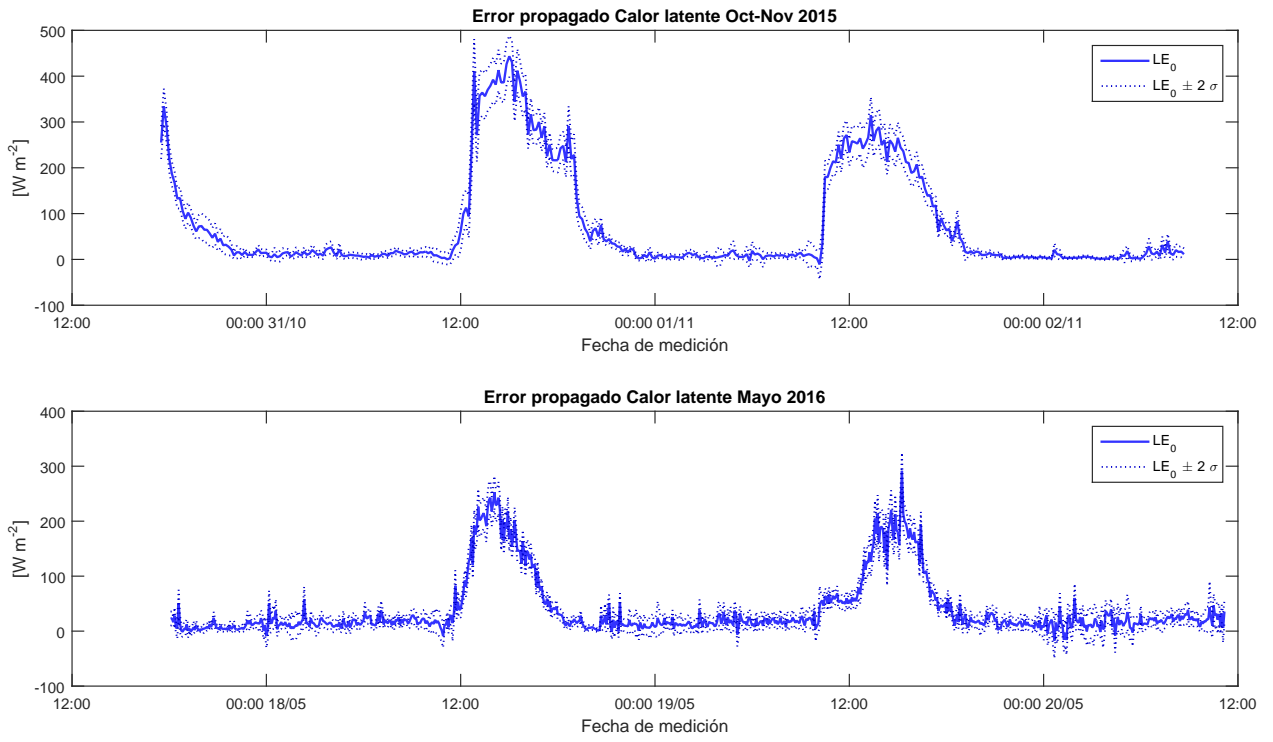


Figura A.1 Error propagado en el flujo de calor latente.

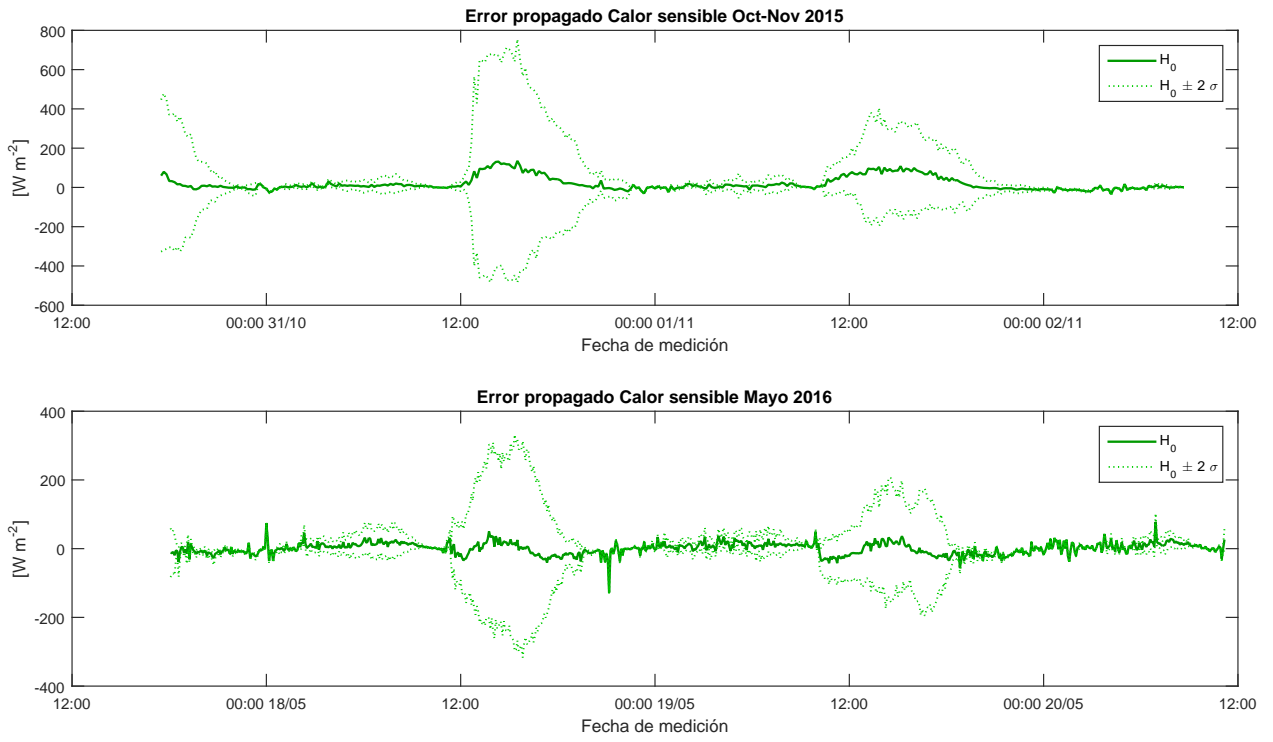


Figura A.2 Error propagado en el flujo de calor sensible.

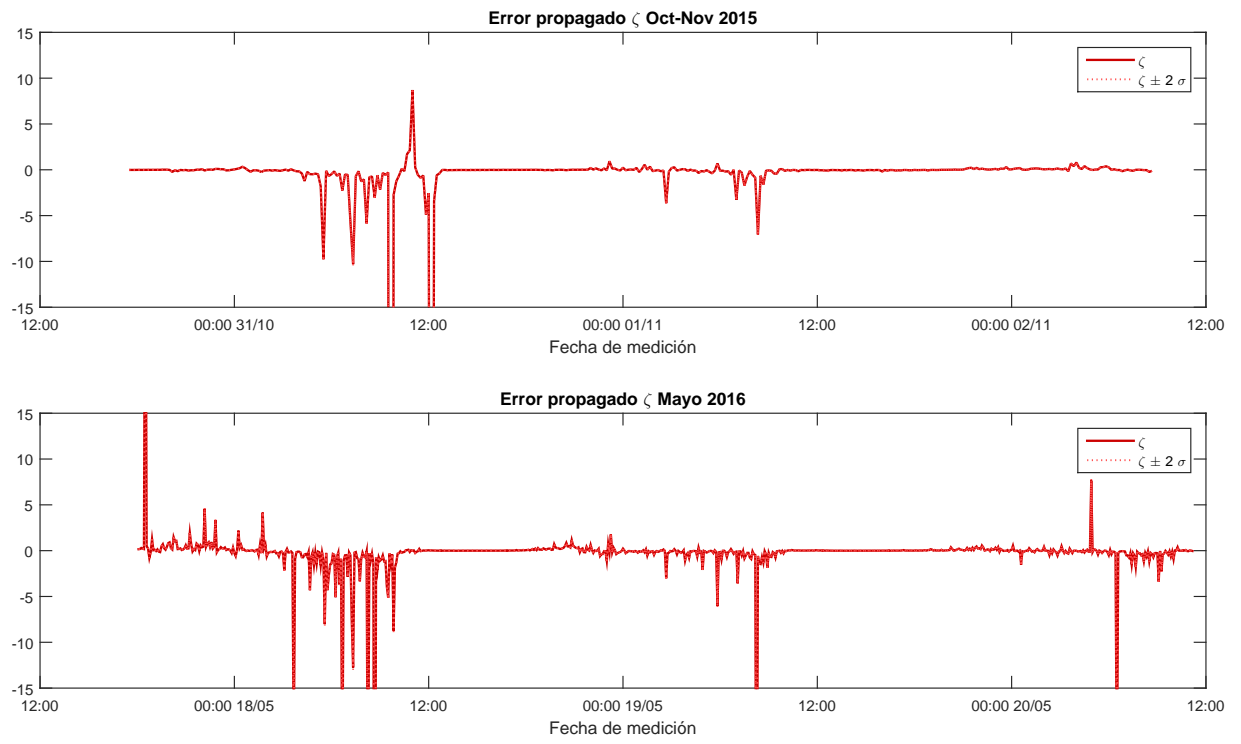


Figura A.3 Error propagado en el adimensional de Monin-Obukhov.

Anexo B

Resumen y Póster presentado en
*European Geosciences Union General
Assembly* de 2016



Intraday evaporation and heat fluxes variation at air-water interface of extremely shallow lakes in Chilean Andean Plateau

Jaime Vergara (1) and Alberto de la Fuente (2)

(1) Department of Civil Engineering, Universidad de Chile, Chile (jvergaraa90@gmail.com), (2) Department of Civil Engineering, Universidad de Chile, Chile (aldelafu@ing.uchile.cl)

Salar are landscapes formed by evapo-concentration of salts that usually have extremely shallow terminal lagoons (de la Fuente & Niño, 2010). They are located in the altiplanic region of the Andes Mountains of Chile, Argentina, Bolivia and Peru, and they sustain highly vulnerable and isolated ecosystems in the Andean Desert.

These ecosystems are sustained by benthic primary production, which is directly linked to mass, heat and momentum transfer between the water column and the atmosphere (de la Fuente, 2014). Despite the importance of these transport processes across the air-water interface, there are few studies describing their intraday variation and how they are influenced by the stability of the atmospheric boundary layer in the altiplano.

The main objective of this work is to analyze the intraday vertical transport variation of water vapor, temperature and momentum between the atmosphere and a shallow water body on Salar del Huasco located in northern Chile ($20^{\circ}19'40''\text{S}$, $68^{\circ}51'25''\text{W}$). To achieve this goal, we measured atmospheric and water variables in a campaign realized on late October 2015, using high frequency meteorological instruments (a sonic anemometer with an incorporated infrared gas analyzer, and a standard meteorological station) and water sensors.

From these data, we characterize the intraday variation of water vapor, temperature and momentum fluxes, we quantify the influence of the atmospheric boundary layer stability on them, and we estimate transfer coefficients associated to latent heat, sensible heat, hydrodynamic drag and vertical transport of water vapor.

As first results, we found that latent and sensible heat fluxes are highly influenced by wind speed rather buoyancy, and we can identify four intraday intervals with different thermo-hydrodynamic features: (1) cooling under stable condition with wind speed near 0 from midnight until sunrise; (2) free convection with nearly no wind speed under unstable condition from sunrise until midday; (3) forced convection with high wind speed (near 15 m/s) and unstable condition close to neutral condition from noon to sunset; and (4) cooling under unstable conditions with significant wind speed, from sunset until midnight.



UNIVERSIDAD DE CHILE

Intraday evaporation and heat fluxes variation at air-water interface of extremely shallow lakes in Chilean Andean Plateau

Jaime Vergara A., -Alberto de la Fuente
Department of Civil Engineering - Universidad de Chile

Intraday evaporation and heat fluxes variation at air-water interface of extremely shallow lakes in Chilean Andean Plateau

Contact: javergera@ing.uchile.cl



Introduction

Salars are landscapes formed by evapo-concentration of salts that usually have extremely shallow terminal lagoons (de la Fuente & Niño, 2010). They are located in the altiplanic region of the Andes Mountains of Chile, Argentina, Bolivia and Peru, and they sustain highly vulnerable and isolated ecosystems in the Andean Desert.

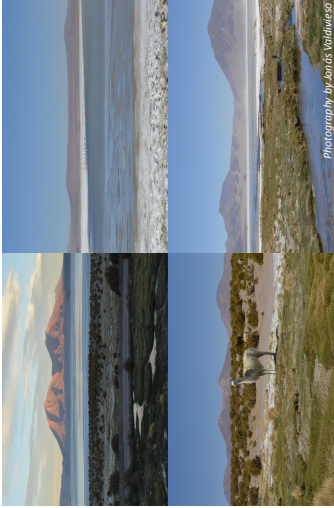


Figure 1.- Images of Salar del Huasco, Northern Chile

These ecosystems are sustained by benthic primary production, which is directly linked to mass, heat and momentum transfer between the water column and the atmosphere (de la Fuente, 2014). The main objective of this work is to analyze the intraday vertical transport variation of those fluxes, between the atmosphere and a shallow water body on Salar del Huasco, located in northern Chile (20°19'40"S, 68°51'25"W).

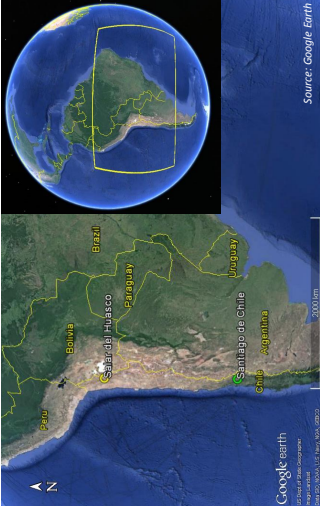


Figure 2.- Location of Salar del Huasco, Northern Chile, South America

Methodology & Results

Between October 31st and November 2nd of 2015, we deployed a field measuring campaign in Salar del Huasco to collect time series of wind velocity, air and water temperature, concentration of water in air, atmospheric pressure and incident radiation. We installed a sonic anemometer with and incorporated infrared gas analyzer (Irgason, from Campbell Scientific), that allowed us to register high frequency measurements (25 Hz), also, we deployed several temperature sensors in the area near the sonic anemometer. Finally, we set up a standard meteorological station to collect data from incident radiation and atmospheric pressure (Fig 3b, c and d).

We utilized as base the correlation between turbulent fluctuations of vertical wind speed w' , air temperature T' and concentration of water in air C_{H_2O}' , to compute the vertical turbulent fluxes, according to Webb et al (1980):

$$LE_0 = L_v \left[(1 + mR) \left(C'_{H_2O} w' + \frac{C_{H_2O}}{T} w' T' \right) \right]$$

Where LE_0 is latent heat of evaporation, H_0 is sensible heat, L_v is specific heat of evaporation, m is the ratio between molecular weight of dry air and water in air, R is the ratio between concentration of water in air and dry air density, C_{H_2O} is the averaged concentration of water in air, T' is the averaged air temperature and ρ_a is the averaged air density (Figure 3a).

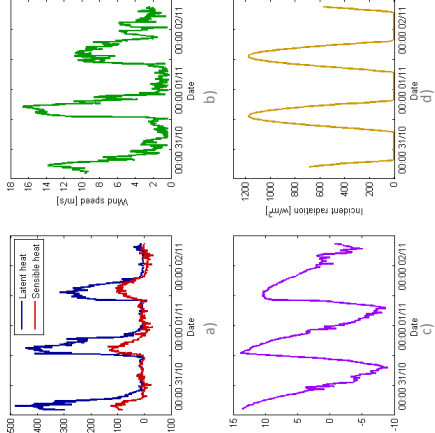


Figure 3.- Measured meteorological variables

To characterize the stability in the lower atmospheric boundary layer, we calculated the dimensionless parameter of Monin-Obukhov, as

$$\zeta = \frac{z}{L}$$
$$L = - \frac{g}{\kappa \frac{\rho}{\rho_0} w' T'}$$

Where z is the instrumental height of the sonic anemometer, κ is the von Kármán constant, g is gravity acceleration and u_* is the shear velocity. This parameter is shown in Figure 4.

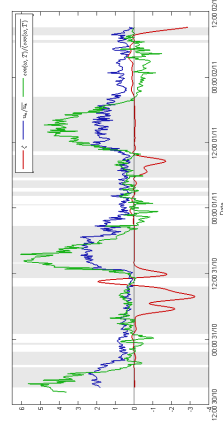


Figure 4.- z, u, and vertical turbulent flux of temperature, dimensionless

Discussion

As first results, we found that latent and sensible heat fluxes are highly influenced by wind speed rather buoyancy or incident radiation. If we compare ζ with both shear velocity and vertical turbulent flux of temperature, some of the main meteorological forcing of the system, we can identify four intraday intervals with different thermohydrodynamic features: (1) cooling under stable condition with wind speed near 0 from midnight until sunrise; (2) free convection with nearly no wind speed under unstable condition from sunrise until midday; (3) forced convection with high wind speed (near 15 m/s) and unstable condition close to neutral condition from noon to sunset; and (4) cooling under unstable conditions with significant wind speed, from sunset until midnight.

References

Aubinet, M., Vesala, T., Papadakis, K. (Eds.). (2012). *Eddy covariance: a practical guide to measurements and data analysis*. Springer, Dordrecht.

Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Shaw, W., Beckles, E. F. (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(2), 181-189.

de la Fuente, A. & Niño, Y. (2010). *Temporal and spatial features of fine thermohydrodynamics of shallow salty lagoons in northern Chile*. *Limnology and Oceanography*, 55(1), 279-288.

de la Fuente, A. (2014). *Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water column in a shallow salty lagoon*. *J. Geophys. Res. Biogeosci.*, 119(4), 596-613.

Garrett, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press.

Webb, E. K., Pearman, G. L., & Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(447), 85-100.

Anexo C

Artículo para el XXVII Congreso Latinoamericano de Hidráulica

**XXVII CONGRESO LATINOAMERICANO DE HIDRÁULICA
LIMA, PERÚ, 28 AL 30 DE SEPTIEMBRE DE 2016**

**Variación de la evaporación y los flujos de calor y momentum en la interfaz
aire-agua de una laguna Altiplánica**

Jaime Vergara A., Alberto de la Fuente S.

*Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile, Chile
jaivergara@ing.uchile.cl aldelaflu@ing.uchile.cl*

RESUMEN:

Los salares son costas salinas formadas por la evapo-concentración de sales, que a veces presentan espejos de agua. Se ubican en el Altiplano andino, compartido por Perú, Bolivia, Argentina y Chile, y son la base para el desarrollo de ecosistemas únicos y delicados. Presentan características termohidrodinámicas singulares, debido a su geomorfología y a las condiciones climáticas en las que se encuentran. El presente trabajo realiza una descripción de estas propiedades en base a una campaña de mediciones en terreno efectuada a finales de octubre de 2015 en una laguna altiplánica en el extremo norte de Chile. En particular, este artículo se enfoca en la interfaz aire-agua, analizando la transferencia de masa, calor y momentum entre la atmósfera y el agua de manera intradiaria. Los resultados de dichas mediciones señalan que la principal forzante meteorológica de las transferencias es el viento, lo que genera cuatro periodos durante el día, muy marcados, condicionados por la presencia o ausencia de este: enfriamiento estable (i), convección libre (ii), convección forzada (iii) y enfriamiento inestable (iv).

ABSTRACT:

Salares are saline landscapes formed by evapo-concentration of salts that usually have extremely shallow terminal lagoons. They are located in the Altiplanic region of the Andes Mountains of Peru, Bolivia, Argentina and Chile, and they sustain highly vulnerable and unique ecosystems. They have unusual thermo-hydrodynamic properties, due their geomorphology and local climatic conditions. The main objective of this work is to describe these phenomena, using data collected from a field campaign, performed on late October 2015, on an altiplanic lagoon located in Northern Chile. Particularly, the focus is on the air-water interface, analyzing the intraday variation of water vapor, temperature and momentum fluxes. Our results show that wind is the main meteorological forcing, which highly influences all mentioned fluxes. Its presence or absence divides days on four different periods: stable cooling (i), free convection (ii), forced convection (iii) and unstable cooling (iv).

PALABRAS CLAVE: Salar; flujos turbulentos; capa límite atmosférica

INTRODUCCIÓN Y ANTECEDENTES

Los salares corresponden a costras salinas formadas por la evapo-concentración de sales, que suelen presentar lagunas extremadamente someras (de la Fuente y Niño, 2010). Se ubican en la región compartida por Bolivia, Argentina, Chile y Perú del altiplano andino, y son la base fundamental de ecosistemas altamente vulnerables y aislados que se encuentran en pleno desierto cordillerano.

Estos ecosistemas están sustentados por la producción bentónica primaria, la cual está directamente ligada a la hidrodinámica y procesos de transferencia de masa, momentum y calor entre la columna de agua y la atmósfera (de la Fuente, 2014). A pesar de la importancia de los procesos de transferencia de masa en la interfaz aire-agua, estos han sido poco estudiados en cuanto a su variación intradiaria y en cómo influye la estabilidad de la capa límite atmosférica en estos.

Considerando lo anterior, el objetivo de este trabajo es caracterizar la variación intradiaria del transporte vertical de vapor de agua, calor y momentum entre la atmósfera y un cuerpo de agua somero en el Salar del Huasco ($20^{\circ} 19' 40''$ S, $68^{\circ} 51' 25''$ O), región de Tarapacá, Chile. Para lo anterior, se estudian mediciones en terreno realizadas a fines de octubre de 2015, utilizando instrumentos meteorológicos de alta frecuencia (un anemómetro sónico con sensor integrado infrarrojo de gases, más una estación meteorológica estándar) y sensores en el agua.

A partir de estas mediciones, se caracteriza la variación intradiaria de estos flujos turbulentos, se cuantifica el efecto de estabilidad de la capa límite atmosférica en ellos, y se estiman los coeficientes de transferencia asociados al calor latente, calor sensible, arrastre hidrodinámico y transporte vertical de vapor de agua para estos sistemas.

METODOLOGÍA

Entre los días 30 de octubre y 2 de noviembre de 2015 se realizó una campaña de mediciones en terreno en el Salar del Huasco, que tuvo como objetivo medir series de tiempo de la rapidez viento, temperatura del aire y del agua, concentración de vapor de agua, presión atmosférica y radiación incidente. Para lo anterior se instaló un anemómetro sónico con sensor integrado de gases y temperatura (*Irgason* de *Campbell Scientific*), que permite medir con alta frecuencia (hasta 50 Hz) las variaciones de la velocidad del flujo y concentración de vapor de agua y temperatura, por lo tanto los flujos turbulentos de calor latente, sensible, y esfuerzos de corte de Reynolds (Garratt, 1992; Aubinet et al, 2012). Para la temperatura del agua, se distribuyeron sensores de temperatura en el área en torno al anemómetro sónico y para la radiación incidente y presión atmosférica, se utilizó una estación meteorológica estándar.

Todos los instrumentos se instalaron en la zona norte del espejo de agua principal del Salar, a una distancia aproximada de 50 m desde la orilla más cercana (Figura 1), con el propósito de garantizar suficiente profundidad de la capa de agua, la que es relativamente uniforme en toda la laguna y es aproximadamente 5 cm, y tener un *fetch* de al menos 10 veces la altura instrumental, lo que inicialmente se cumplió, dado que la dirección del viento es preponderantemente sur y la longitud predominante de la laguna es en dicha dirección (suele medir entre 3 y 4 km de largo).

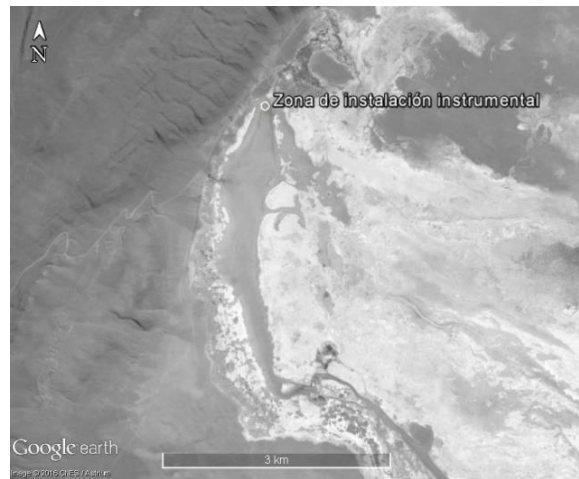


Figura 1.- Ubicación de los instrumentos en la zona de estudio (Fuente: *Google Earth*)

Para estimar los flujos turbulentos mencionados, se utilizó el Método de Covarianza Turbulenta (Montgomery, 1948; Obukhov, 1951). Dicho método se basa en que una capa límite atmosférica plenamente desarrollada posee una capa interna o inferior (referida usualmente como capa atmosférica superficial), en la cual, bajo ciertas condiciones, los gradientes verticales de los flujos turbulentos de variables conservativas del aire son nulos, vale decir, la covarianza entre las perturbaciones turbulentas de variables conservativas son constantes en la vertical:

$$\frac{\partial \overline{\eta' U_z'}}{\partial z} = 0 \quad [1]$$

Con η una variable conservativa cualquiera.

Esta hipótesis se basa en aplicar las ecuaciones de Navier-Stokes y de continuidad, siguiendo el método de descomposición de Reynolds y asumiendo ciertas simplificaciones (Boussinesq, 1877; Businger, 1982; Stull, 1988), cuya demostración escapa del objetivo del presente artículo. Este método requiere caracterizar la variación turbulenta a escala de Kolmogorov, por lo que son necesarias mediciones de alta frecuencia, las que se realizaron mediante el *Irgason*.

Directamente, el *Irgason* mide 7 variables:

- Velocidad de viento, descompuesta en tres direcciones ortogonales de un sistema cartesiano (en $\frac{m}{s}$), con el eje z perpendicular a la superficie, positivo hacia arriba
- Temperatura sónica (en $^{\circ}C$)
- Concentración de agua en el aire (en $\frac{gr}{m^3}$)
- Temperatura del aire (en $^{\circ}C$)
- Presión atmosférica (en kPa)

La temperatura sónica difiere de la temperatura del aire debido a que la primera es medida directamente por el anemómetro sónico y la segunda es medida por un sensor, separado del instrumento principal. Dado que la Teoría de la Covarianza Turbulenta requiere que las variables a correlacionar sean medidas en el mismo punto, sólo la primera se utilizó en el cálculo de flujos. La segunda se utilizó para verificar valores medios.

Debido a efectos térmicos propios del agua en la atmósfera, la temperatura sónica se corrigió siguiendo a Kaymal y Gaynor (1991) mediante la ecuación:

$$T_c = \frac{T_s}{1 + \frac{0.32 C_{H_2O} R T_s}{18.02 P}} \quad [2]$$

Donde T_c es la temperatura corregida y T_s la temperatura sónica (ambas en K), C_{H2O} es la concentración de agua en la atmósfera, R la constante universal de los gases ideales y P es la presión atmosférica, estando todas las variables en unidades del Sistema Internacional.

En terreno, las siete variables anteriormente mencionadas, más la temperatura corregida fueron medidas a alta frecuencia (25 Hz), considerando esta frecuencia suficiente para registrar las variaciones microturbulentas.

Todas las variables fueron almacenadas como promedios temporales de 10 min considerando que este periodo es suficientemente grande como para minimizar el ruido y lo suficientemente pequeño como para retener la variabilidad temporal en las mediciones. Así mismo, se determinaron las varianzas de cada variable en dichos periodos, y las covarianzas entre cada una de ellas.

Con toda la información recolectada, se calcularon algunos valores significativos, particularmente flujos de energía y momentum, esta última expresada como velocidad de corte.

La velocidad de corte u_* se calculó como

$$u_*^2 = \left(\overline{U_x'U_z'^2} + \overline{U_y'U_z'^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [3]$$

Con $\overline{U_x'U_z'}$ y $\overline{U_y'U_z'}$ las covarianzas entre las velocidades en los ejes x e y , y en los ejes y y z , respectivamente, también referidas como flujos turbulentos verticales de momentum o esfuerzos de corte de Reynolds (Garratt, 1992).

El calor sensible H_0 se computó como

$$H_0 = \rho_a c_p \overline{U_z'T_c'} \quad [4]$$

Siendo ρ_a la densidad del aire, c_p el calor específico del aire a presión constante y $\overline{U_z'T_c'}$ el flujo turbulento vertical de temperatura.

A su vez, el flujo de calor latente LE_0 se estimó como

$$LE_0 \approx L_v \overline{C_{H2O}'U_z'} \quad [5]$$

Donde $\overline{C_{H2O}'U_z'}$ es el flujo turbulento vertical de agua en la atmósfera y L_v es el calor latente de evaporación, estimado en función de la temperatura según Stull (1988) como

$$L_v = 2501 - 2.37\overline{T_c} \quad [6]$$

Con T_c en $^{\circ}C$ y L_v en $\frac{J}{g}$.

Considerando que la gran variación de temperatura intradiaria y la presencia de agua en el aire afectan el volumen de las parcelas de aire y, por tanto su densidad, se realizó una corrección al calor latente siguiendo lo propuesto por Webb et al (1980):

$$LE_0 = L_v \left[(1 + mr_m) \left(\overline{C_{H2O}'U_z'} + \frac{\overline{C_{H2O}'}}{\overline{T_c}} \overline{U_z'T_c'} \right) \right] \quad [7]$$

Con m la razón de pesos moleculares entre el aire seco y el agua en el aire, r_m la razón entre la concentración de agua en el aire y la densidad del aire seco.

Con el propósito de cuantificar la estabilidad en la capa límite superficial de la atmósfera, que es la que desarrolla el intercambio de momentum, calor y gases con el cuerpo de agua del salar, se utilizó el adimensional de Monin – Obukhov (1954), definida como

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad [8]$$

Con z la altura instrumental del equipo de medición desde la superficie del agua (igual a 1.4 m) y L la longitud de Monin – Obukhov, definida como

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_c} \overline{U_z' T_c'}} \quad [9]$$

Donde κ es la constante de von Kármán (evaluada como 0.4) y g es la aceleración de gravedad (igual a $9.8 \frac{m}{s^2}$).

RESULTADOS

Como era de esperarse en este tipo de sistemas, el calor latente es considerablemente mayor al calor sensible la mayor parte del tiempo (Figura 2), lo que se hace más evidente al analizar la razón o coeficiente de Bowen (Figura 3), definido según Garratt (1992) como:

$$Bo = \frac{H_0}{LE_0} \quad [10]$$

Sin embargo, al observar las otras variables meteorológicas que pueden influenciar en la evaporación, como radiación incidente, temperatura del aire y velocidad del viento (Figura 4) es sólo este último factor el que genera real influencia en la transferencia de calor y masa.

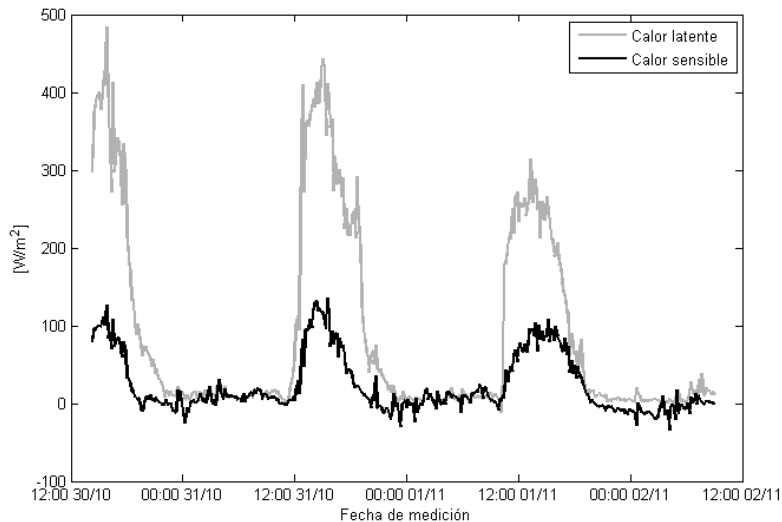


Figura 2.- Calor latente (LE_0) y sensible (H_0)

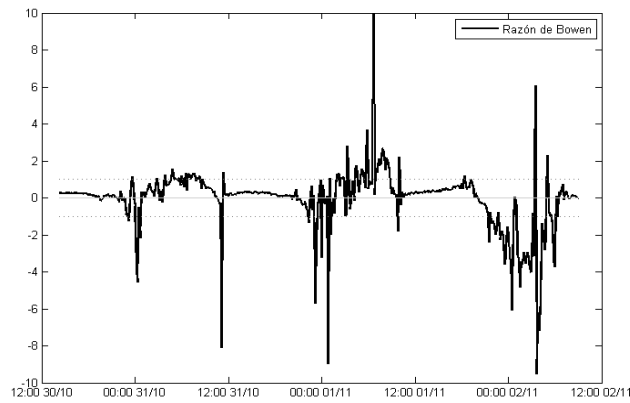


Figura 3.-Razón de Bowen

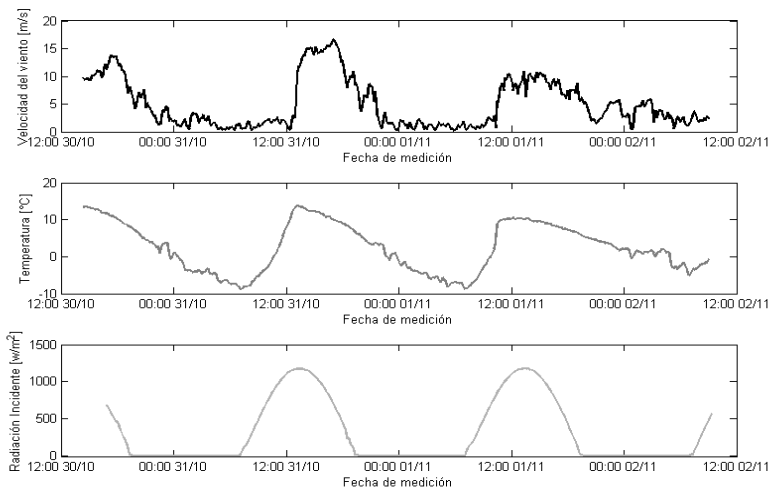


Figura 4.- Velocidad neta del viento, temperatura del aire y radiación incidente

La Figura 5 compara el adimensional ζ definido por Monin-Obukhov, el cual es un indicador claro de la estabilidad de la capa atmosférica superficial. Se presentan alternadamente periodos de estabilidad ($\zeta < 0$) e inestabilidad ($\zeta > 0$), condicionados principalmente por los flujos turbulentos verticales de momentum y temperatura. A su vez, la Figura 6 presenta los valores obtenidos por algunos de los sensores de temperatura y conductividad.

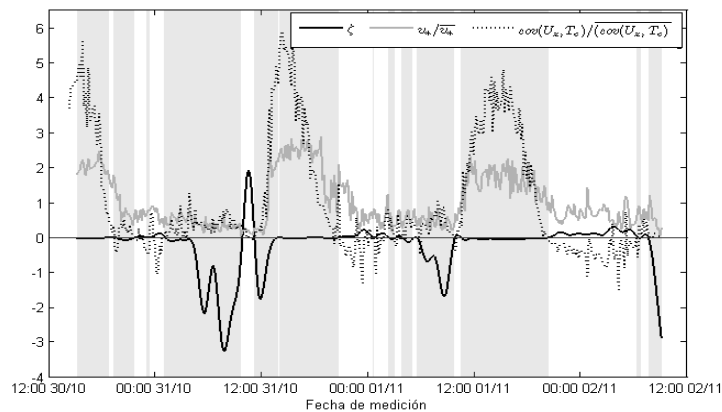


Figura 5.- Adimensional de Monin-Obukhov (ζ), velocidad de corte (u_*) y flujo turbulento vertical de temperatura, adimensionalizados

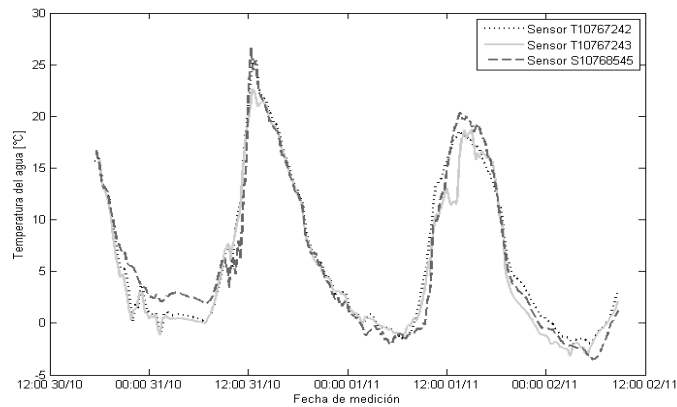


Figura 6.- Temperatura del agua dada por 3 sensores de temperatura

DISCUSIÓN

La Figura 2 muestra ciclos altamente marcados en la transferencia de calor latente y sensible, ambos condicionados por la presencia de fuertes y constantes vientos durante el día, los que se asocian directamente a la producción de energía cinética turbulenta a través del aumento de los esfuerzos de Reynolds.

Al analizar la estabilidad de la capa atmosférica superficial y comparar esta con los flujos turbulentos de momentum y temperatura (Figura 5), se observan cuatro periodos intradiarios con procesos termodinámicos, aerodinámicos e hidrodinámicos distintos:

Enfriamiento bajo condición estable

Se inicia algunas horas después de la puesta de sol. Se caracteriza por no haber radiación solar y por la escasez de viento, siendo la velocidad de este cercana a cero con ráfagas esporádicas en torno a los 2 m/s. Frente a la ausencia de estas forzantes meteorológicas, la energía cinética turbulenta se disipa, reduciendo la mezcla en la capa superficial atmosférica. Como consecuencia, las parcelas de aire más densas y frías bajan por peso, y las más livianas y cálidas ascienden, lo que se denomina condición estable, caracterizado por un adimensional de Monin-Obukhov (ζ) mayor a cero.

La nueva disposición de las parcelas genera un gradiente de temperatura positivo que invierte el flujo de calor sensible, traspasándose dicho calor desde la atmósfera hacia la laguna.

A su vez, la disminución de la temperatura ambiental y velocidad del viento reducen el calor latente a valores cercanos a cero.

En la laguna propiamente tal, la temperatura disminuye de forma más gradual que el aire, debido a que los sedimentos se comportan como un amortiguador térmico, reteniendo calor durante el día y liberándolo durante la noche (de la Fuente, 2014).

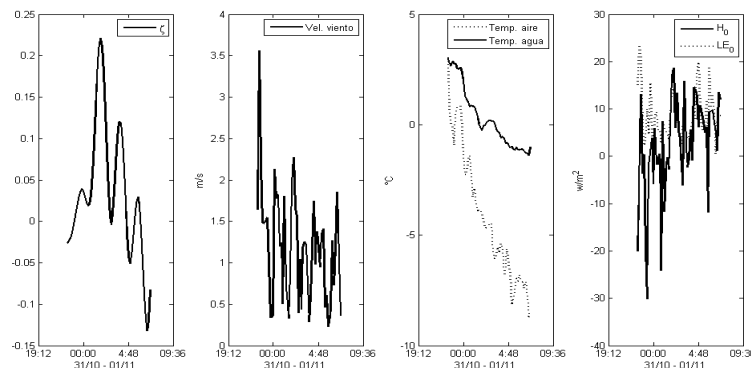


Figura 7.- Periodo de Enfriamiento Estable, en la noche del 31 de octubre al 1 de noviembre

Convección libre

Una vez saliendo el sol, las condiciones generales del sistema cambian. Al existir radiación solar, la temperatura del aire aumenta de forma súbita. Sin embargo, al seguir siendo la velocidad del viento cercana a cero, similar al periodo nocturno, no hay mezcla mecánica, por lo que las parcelas de aire más cercanas a la superficie se calientan con mayor velocidad, disminuyendo rápidamente su densidad y, por consecuencia, elevándose, desplazando hacia abajo a las parcelas más frías y densas. A este proceso se le conoce como convección libre y se caracteriza por una condición atmosférica inestable ($\zeta < 0$).

A pesar de los gradientes temporales bruscos de temperatura y del aumento de radiación, los calores sensible y latente siguen siendo pequeños, aun cuando existe producción de energía cinética turbulenta.

La temperatura del agua aumenta, pero de forma gradual al principio, debido a la inercia térmica propia del agua, y a la congelación de la parte superficial de la misma (notar en la Figura 6 temperaturas menores al punto de congelación al inicio de cada día), lo que se verificó en terreno.

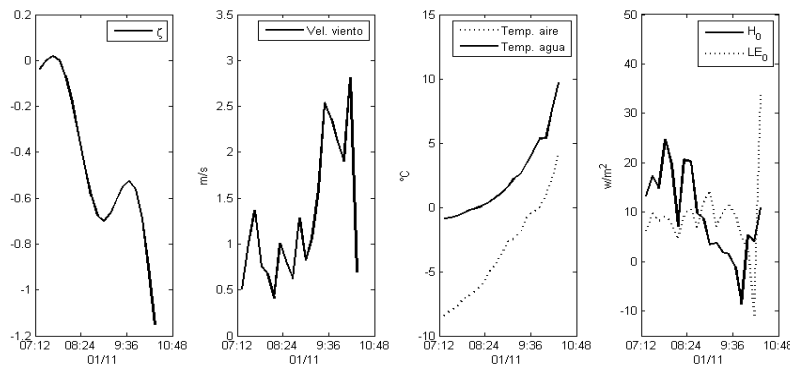


Figura 8.- Proceso de convección libre, durante la mañana del 1 de noviembre

Convección forzada

Cerca del mediodía el viento aumenta su velocidad de forma súbita, pasando de ráfagas esporádicas a un flujo con cierta homogeneidad temporal con velocidad en torno a los 14 m/s .

La presencia de esta forzante meteorológica produce energía cinética turbulenta mecánica a través de los esfuerzos de corte, la que es lo suficientemente significativa como para incrementar sustancialmente el proceso de mezcla en la capa superficial atmosférica. Es así que, al mezclarse las parcelas de aire, se genera un perfil vertical de temperatura relativamente homogéneo, con lo que la inestabilidad atmosférica se reduce considerablemente, llegando casi a la neutralidad ($\zeta \approx 0$).

La presencia de mecanismos de transporte turbulento mayores genera un aumento significativo de los calores sensible y latente, que pasan de valores cercanos a cero a 400 W/m^2 en el caso del calor latente y a 100 W/m^2 en el caso del sensible. Esta diferencia de valores en este periodo, que se representa en la razón de Bowen de la Figura 3, se traduce en que se utiliza una cantidad significativa de energía del sistema en evaporar agua, por sobre la transmisión de calor a la atmósfera.

En el agua la temperatura, que aumentó considerablemente en el periodo anterior debido a la radiación y a la escasa profundidad, disminuye de forma gradual, principalmente a que el momentum del aire se transmite al agua, generando mezcla dentro de la laguna y resuspensión de sólidos.

La temperatura del aire presenta una disminución gradual, consistente con los procesos de mezcla turbulenta en la capa límite atmosférica.

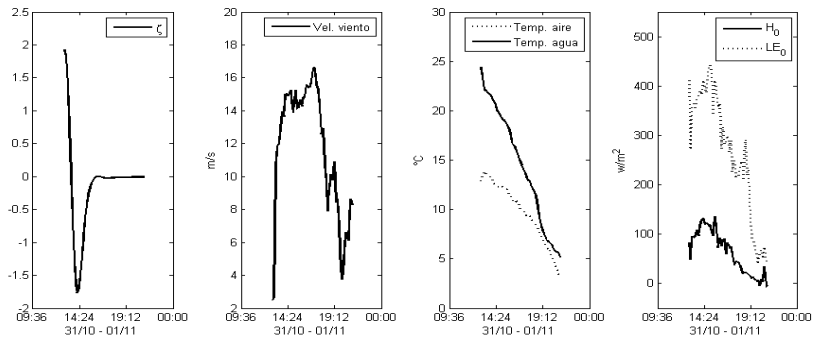


Figura 9.- Proceso de convección forzada, durante la tarde del 31 de octubre

Enfriamiento inestable

Las condiciones descritas anteriormente se mantienen hasta la puesta de sol, momento en el que la radiación solar llega a cero, con lo que los procesos asociados a gradientes de temperatura, como el calor sensible, disminuyen o se detienen. La velocidad del viento se reduce, pero sigue siendo significativa como para que exista flujo de calor latente.

El proceso gradual de reducción de energía cinética turbulenta se traduce en un aumento de la estabilidad paulatino, condicionado por el desarrollo de la capa atmosférica nocturna, que separa a la capa límite en una zona superior estable y sin viento, y una inferior, con viento significativo y menos estable.

La disminución de temperatura en el agua se reduce, principalmente debido al efecto amortiguador de los sedimentos (de la Fuente, 2014).

Este comportamiento fraccionado intradiario se observa también al analizar aisladamente la razón de Bowen (Figura 3), que suele tener valores absolutos menores a 1 cuando los flujos turbulentos se intensifican, alimentados por la generación de energía turbulenta dada por el viento y los gradientes de temperatura, y se vuelve errática cuando estos disminuyen, debido a que el calor latente tiende a cero durante la noche.

A diferencia de observaciones anteriores en otros salares (de la Fuente & Niño, 2010), el calor latente no cambia de signo, por lo que no hay transferencia de masa de agua desde la atmósfera hacia la laguna, pero sí existe transferencia de calor sensible, aun cuando las temperaturas ambientales durante la noche son particularmente bajas.

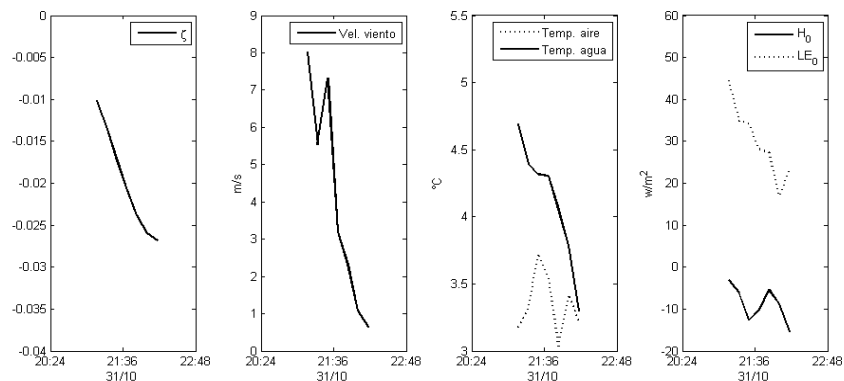


Figura 10.- Proceso de Enfriamiento Inestable, durante la noche del 31 de octubre

Comentarios finales

Este artículo apuntaba a una caracterización general de los procesos termohidrodinámicos en la interfaz aire-agua de un salar, lo que se logró parcialmente, en parte a que aún falta realizar un análisis completo de todos los procesos que influyen en el balance de energía de la laguna, así como

la caracterización de los procesos atmosféricos nocturnos, en donde los procesos bajo condiciones estables son difíciles de cualificar y cuantificar, debido a su carácter irregular, a tal punto que no existen modelaciones ni parametrizaciones estandarizadas de dichos fenómenos.

REFERENCIAS

Aubinet, M., Vesala, T., Papale, D. (Eds.). (2012). *Eddy covariance: a practical guide to measurement and data analysis*. Springer Science & Business Media.

Boussinesq, J. (1877). *Essaisur la théorie des eauxcourantes*. Imprimerienationale.

Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Bradley, E. F. (1971). *Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer*. Journal of the atmospheric Sciences, 28(2), 181-189.

de la Fuente A. & Niño Y. (2010). *Temporal and spatial features of the thermohydrodynamics of shallow salty lagoons in northern Chile*. Limnology and Oceanography, 55(1), 279-288.

de la Fuente, A. (2014). *Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water column in a shallow salty lagoon*. J. Geophys. Res. Biogeosci, 119(4), 596-613.

Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press.

Kaimal, J. C., & Gaynor, J. E. (1991). *Another look at sonic thermometry*. Boundary-Layer Meteorology, 56(4), 401-410.

Monin, A. S., & Obukhov, A. (1954). *Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere*. Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR, 151, 163-187.

Montgomery, R. B. (1948). *Vertical eddy flux of heat in the atmosphere*. Journal of Meteorology, 5(6), 265-274.

Obukhov, A. M. (1951). *Investigation of the micro-structure of the wind in the near-surface layer of the atmosphere*. Izvestia AN SSSR, seria Geofizika, 3, 49ff.

Stull, R. B. (2012). *An introduction to boundary layer meteorology* (Vol. 13). Springer Science & Business Media.

Webb, E. K., Pearman, G. I., & Leuning, R. (1980). *Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 106(447), 85-100.

Anexo D

Artículo para el I Congreso Chileno de Ingeniería Ambiental en Sistemas Acuáticos



I CONGRESO CHILENO DE INGENIERÍA AMBIENTAL EN SISTEMAS ACUÁTICOS, CChIASA

Análisis de la variación de calor en la interfaz aire-agua de una laguna somera del Altiplano Chileno

Jaime Vergara A.¹
Alberto de la Fuente²

Los salares son costras salinas formadas por la evapo-concentración de sales, que suelen presentar lagunas extremadamente someras (de la Fuente & Niño, 2010). Se ubican en la región altiplánica de los Andes y son la base fundamental de ecosistemas altamente vulnerables, sustentados por la producción bentónica primaria, la cual está directamente ligada a los procesos termo-hidrodinámicos entre la columna de agua y la atmósfera (de la Fuente, 2014).

El objetivo de este trabajo es analizar y cuantificar la variación intradiaria del transporte vertical de calor entre la atmósfera y un cuerpo de agua somero en el Salar del Huasco, Región de Tarapacá, Chile. Para esto, se estudiaron los datos de dos campañas de mediciones en terreno, efectuadas a fines de octubre de 2015 y mediados de mayo de 2016. En dichas campañas se obtuvieron series de tiempo de la velocidad del viento, temperatura del aire, radiación de onda corta y larga, concentración de agua en el aire, presión atmosférica y temperatura del agua. Tanto la velocidad del viento como la concentración de agua en el aire y la temperatura del aire se midieron en alta frecuencia (25 Hz), para hacer válido el método de covarianza turbulenta (Aubinet et al., 2012).

Considerando perfiles no estables de temperatura en la atmósfera, se determinó la temperatura superficial del cuerpo de agua θ_0 como.

$$\frac{\kappa(\theta - \theta_0)}{\theta_*} = \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h \quad (1)$$

$$\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2)$$

donde θ es la temperatura potencial medida a la altura z , z_T es la escala de la rugosidad térmica, u_* es la velocidad de corte, $\overline{w'\theta'}$ es la covarianza entre temperatura potencial y la componente vertical de la velocidad del viento (w), κ es la constante de von Kármán y Ψ_h es la forma integral de la *función de similitud* de Obukhov para la temperatura, en función de la estabilidad atmosférica (Monin & Obukhov, 1954; Garratt, 1992).

¹ Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile, jaivergara@ing.uchile.cl

² Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile, aldelafu@ing.uchile.cl

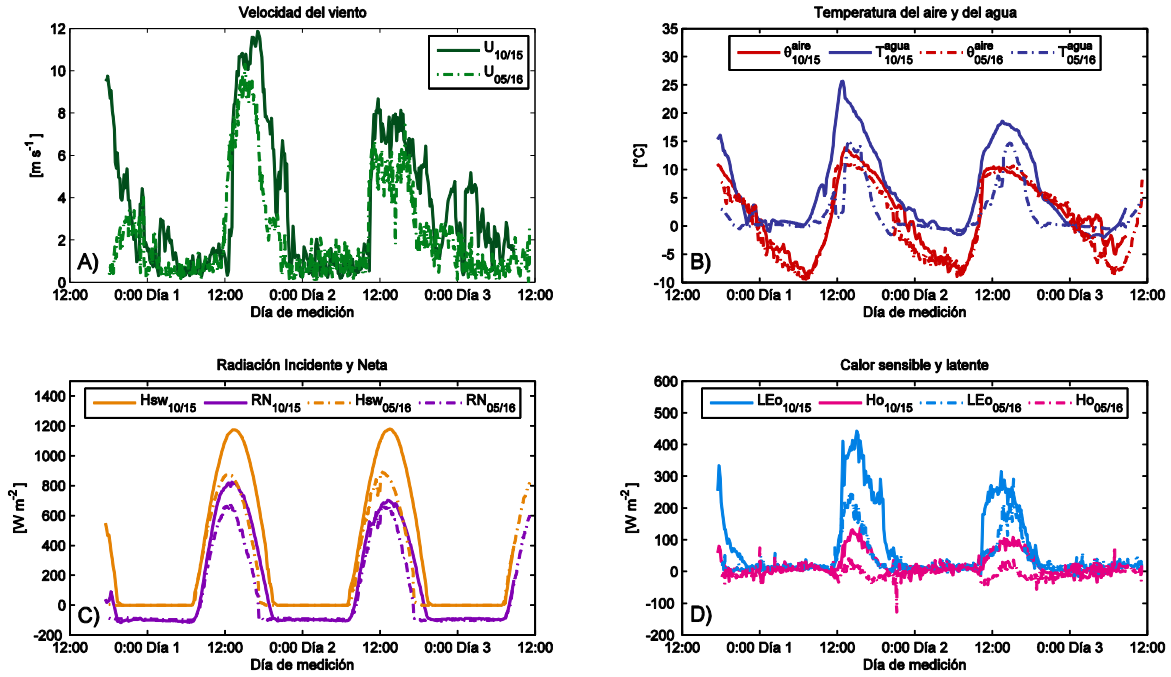


Figura 1: Variables medidas en las campañas de octubre-noviembre de 2015 (líneas continuas) y mayo de 2016 (líneas punteadas). En A) se muestran las velocidades del viento para ambas campañas, en B) la temperatura del aire (rojo) y del agua (azul), en C) la radiación incidente (H_{sw} , naranja) y la neta (RN , morado), y en D) el calor latente de evaporación/sublimación (LE_0 , celeste) y el sensible (H_0 , rosado).

Paralelamente, al realizar un balance de energía en la superficie del cuerpo de agua se obtuvo tanto la temperatura superficial de la laguna T_o como el espesor de hielo que se forma durante la noche h_i , coincidiendo dicha temperatura con la obtenida mediante *funciones de similitud* (Figura 2).

El balance de energía se estimó como:

$$BES = H_0 + LE_0 + H_{lw} + (1 - \alpha)\gamma H_{sw} + \mathcal{D} \approx 0 \quad (3)$$

donde BES es el balance de energía superficial; H_0 y LE_0 son los calores sensible y latente, respectivamente; H_{lw} la radiación de onda larga neta, γ la fracción retenida en superficie de la radiación incidente H_{sw} y α el albedo.



Δ es el flujo de calor debido al cambio de fase del agua (sólido-líquido), dado por

$$\Delta = \rho_i L_f \frac{\partial h_i}{\partial t} \approx \frac{k(T_f - T_o)}{h_i} \quad (4)$$

donde T_f es la temperatura del agua bajo el hielo (la que se supone igual a 0°C), k es la conductividad térmica del hielo, ρ_i es la densidad del hielo y L_f es el calor específico de fusión (Leppäranta, 2015; Garratt, 1992).

De la Figura 1 se observa que la principal forzante atmosférica es la velocidad del viento. Esta modula los flujos turbulentos y, por tanto, la transferencia de masa, calor y momentum entre el agua y el aire.

Si bien no es un factor determinante en la transferencia turbulenta, la radiación incidente tiene un fuerte impacto en el comportamiento térmico del agua.

En ausencia de esta, el sistema se enfría de forma abrupta, cayendo la temperatura superficial bajo el punto de congelamiento. Esto produce una capa de hielo durante la noche que separa el agua del aire, lo que a su vez genera procesos termodinámicos adicionales:

- El calor generado por el proceso de congelamiento del agua es liberado hacia la atmósfera a través del mismo hielo, lo que contribuye a aumentar la inestabilidad de la capa atmosférica.
- Durante el día la capa de hielo actúa como filtro, disminuyendo la radiación incidente que llega al agua.
- El derretimiento del hielo produce absorción de calor, observándose flujos de calor menores a los esperados en una situación de convección libre.

Finalmente, ambas metodologías aplicadas de forma independiente (*funciones de similitud* y balance de energía superficial) entregan resultados similares referentes a la temperatura superficial (Figuras 2.A y 2.C), lo que permite afirmar que se tiene un cierre completo del balance de calor en superficie de la laguna.

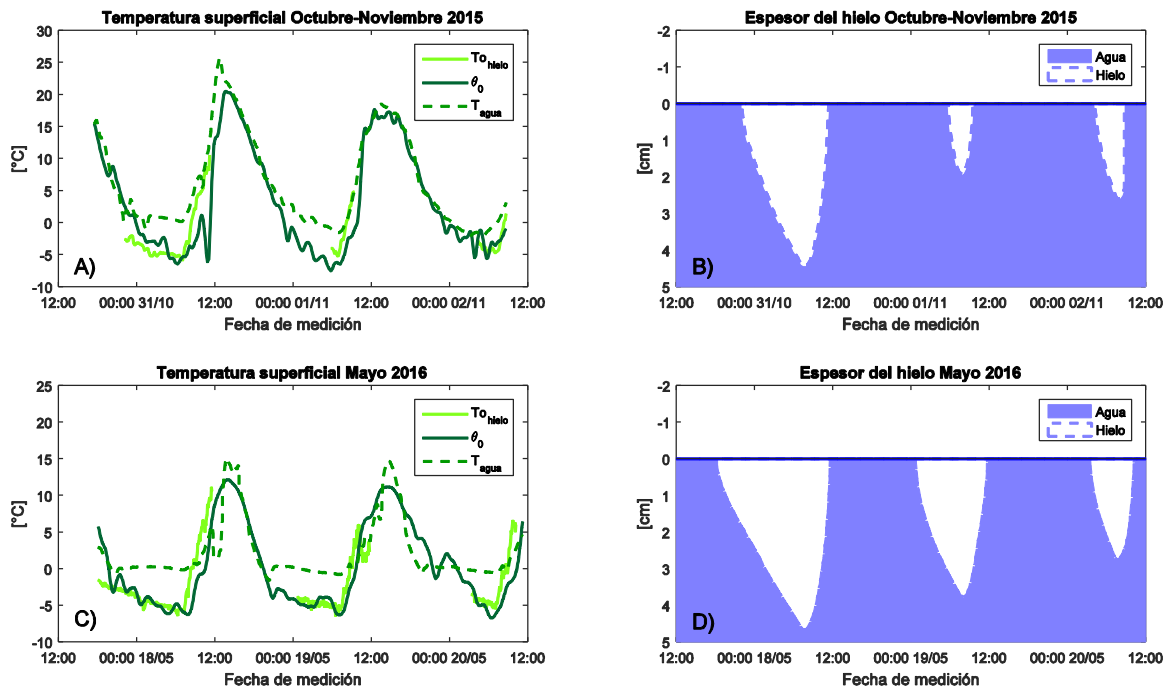


Figura 2: Resultados del balance de energía superficial y del modelo de formación y derretimiento de hielo. En A) y C) se muestra la comparación entre las temperaturas de la superficie del cuerpo somero mediante perfil de temperatura no estable (θ_0 , línea sólida verde), la temperatura de la superficie del hielo ($T_{O_{hielo}}$, línea sólida verde claro) y la temperatura del agua (T_{agua} , línea verde discontinua) para las campañas de 2015 y 2016 respectivamente. En B) y D) se muestra el espesor del hielo modelado, validado con observaciones puntuales en terreno.



Agradecimientos

Los autores de este trabajo agradecen el financiamiento de Conicyt, mediante los fondos del proyecto Fondecyt 1140821 *Vertical transport processes in the Altiplanic lagoons*.

Adicionalmente, agradecen a Salvador López, Jonás Valdivieso y Felipe Hidalgo por su ayuda en ambas campañas de terreno

Referencias

Aubinet, M., Vesala, T. & Papale, D. (Eds.). (2012). Eddy covariance: a practical guide to measurement and data analysis. Springer Science & Business Media.

de la Fuente A. & Niño Y. (2010). Temporal and spatial features of the thermohydrodynamics of shallow salty lagoons in northern Chile. *Limnology and Oceanography*, 55(1), 279-288.

de la Fuente, A. (2014). Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water column in a shallow salty lagoon. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, 119(4), 596-613.

Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press.

Leppäranta, M. (2015). *Freezing of lakes and the evolution of their ice cover*. Springer Science & Business Media.

Monin, A. S., & Obukhov, A. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 151, 163-187.

Webb, E. K., Pearman, G. I. & Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(447), 85-100.

Anexo E

Manuscrito Artículo 1

1

2

3

4

Analysis of the intraday variations of heat fluxes at

5

the air-water interface of an extremely shallow

6

lagoon on the Chilean Andean Plateau

7

Jaime Vergara A.

8

Alberto de la Fuente

9

Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile, Santiago, Chile.

10

e-mail: jaivergara@ing.uchile.cl

11

12

13

Running head: vertical turbulent fluxes

14

15 **Abstract**

16 On the Altiplanic region of the Andes Mountains exists a particular kind of wetland, called
17 *salar*. These *salars* sustain highly vulnerable and unique ecosystems in the middle of the desert.
18 They have unusual thermo-hydrodynamic properties, due to their geomorphology and local
19 climatic conditions. The main objective of this work is to describe and analyze these phenomena,
20 using data collected from two field campaigns, performed in late October 2015 and in mid-May of
21 2016, on an altiplanic lagoon located in Northern Chile. Particularly, the focus is on the air-water
22 interface, analyzing the intraday variation of heat fluxes. Our results show that wind is the main
23 meteorological forcing that influences all turbulent fluxes. We use these data to determinate the
24 surface energetic balance and the surface temperature of the shallow lagoon, which is compared
25 with estimation through non-neutral vertical profiles of temperature.

26

27 **Acknowledgments**

28 This article was financed by project Fondecyt number 1140821, *Vertical transport*
29 *processes in the Altiplanic lagoons*. We wish to thank to Jonás Valdivieso for assisting us during
30 late October 2015 campaign, Felipe Hidalgo for his help on May 2016 campaign and Salvador
31 López for assisting us during both field campaigns; Abel Muñoz for his help with some figures;
32 Gerardo Rojas for his help on redaction; and Nicolás Vásquez and Javier Cepeda, for their help on
33 all the process of creation of this manuscript.

34

35

36 **Introduction**

37 *Salars* are saline landscapes formed by evapo-concentration of salts that usually have
38 shallow terminal lagoons (de la Fuente & Niño, 2010). They are located in the Altiplano, a region
39 of the central Andes Mountains shared by Peru, Bolivia, Argentina and Chile. These *salars* sustain
40 highly vulnerable and unique ecosystems, which are based on the primary benthonic production
41 that is tightly linked to thermodynamic and hydrodynamic processes between the atmosphere
42 and the water column (de la Fuente, 2014). Despite the importance of transfer processes at the
43 air-water interface, these have been poorly studied in their intraday variation and how it
44 influences the stability of the atmospheric boundary layer in these systems.

45 The main objective of this work is to analyze the variation of the turbulent fluxes between
46 the atmosphere and the water column of the main shallow lagoon of the *Salar del Huasco*, located
47 in Northern Chile. We characterized the main atmospheric forcings and its effects on the system
48 and the thermodynamic processes on the air-water interface. With those outputs, we modeled the
49 surface energy balance over the lagoon, including ice formation and melting.

50 **Methods**

51 ***Field site and measurements***

52 Salar del Huasco is a protected wetland under the Convention on Wetlands of International
53 Importance (also called the *Ramsar Convention*). It is located in the Tarapacá region of Chile, 180
54 km to the west of the city of Iquique and 1450 km to the north of Santiago de Chile (Figure 1.A),
55 at approximately 3800 meters above sea level, with a total surface of 52 km². The lagoon has a
56 surface area of approximately 2 to 3 km² with a water depth of a few centimeters (Herrera et al.,

57 2009; Risacher et al., 2003).

58 Salar del Huasco basin is endorheic and has a cold desert climate due to its high altitude,
59 with almost zero precipitation most of the year (Vega, 2016), except from December to March,
60 when the phenomenon called *Altiplanic winter* occurs, characterized by convective precipitations
61 caused by highly moist air parcels that go from East Andes to the *Altiplano* region (Muñoz, 2009;
62 Vega, 2016). Temperature on the basin varies between from -20°C in winter to 25°C in summer
63 (Muñoz, 2009) with high intraday variability (de la Fuente, 2014). Annual mean precipitation
64 usually goes between 100 to 150 mm (Muñoz, 2009).

65 Observing this variation, we deployed two field campaigns on different seasons. The first
66 one was executed between October 30th and November 2nd of 2015, and the second one in May
67 of 2016, from 17th to 20th.

68 The main objective of both campaigns was to measure time series of meteorological and
69 water variables. To achieve this goal, we used a sonic anemometer with an integrated infrared gas
70 analyzer (*Irgason*, from Campbell Scientific), which allowed us to register high frequency
71 variations of wind speed (decomposed on 3 orthogonal directions), temperature, and water and
72 carbon dioxide concentrations on air. Additionally, the *Irgason* system includes a temperature
73 probe from Campbell Scientific model 107 and a barometer Vaisala PTB110. To complement
74 these observations, we installed a standard meteorological station that includes a pyranometer
75 Apogee CS300, a net radiometer KippZonnen NR-Lite2, a barometer Vaisala CS106, an
76 anemometer Young (Wind Monitor model 05103), and a temperature and relative humidity
77 sensor HMP60-L1 from Vaisala. Both systems of measurement (*Irgason* and meteorological
78 station) were deployed at the northern end of the lagoon, to guarantee a proper fetch.

79 Water temperature data was collected through several temperature sensors deployed on
80 the area nearby (Water Temperature Data Logger model U22-001, from Onset).

81 On the 1st campaign, the sonic anemometer and the meteorological station were installed
82 on separated tripods, separate 20 m from each other, and approximately 30 m of distance from
83 the coast line. On the 2nd campaign, both set of instruments were deployed together, in order of
84 quantify the vertical variation on wind speed, water concentration on air and temperature, at the
85 same distance from the coast.

86 Installation details for both campaigns is showed on Table 1, which displays frequency of
87 measurement (f), averaging period (P) and instrumental height over water surface (z).

88 To quantity turbulent fluxes (Aubinet et al., 2012; Baldocchi et al., 1988), we determined
89 covariance between different atmospheric variables, through the *Irgason* system. The covariance
90 was calculated on the same averaged period for both campaigns, respectively.

91

92 ***Atmospheric variables***

93 We considered valid the eddy covariance method (Verma, 1990) to compute the turbulent
94 fluxes. Sensible heat was calculated as (Garratt, 1992):

$$\frac{H_0}{\rho c_p} = \overline{w'\theta'} \quad (1)$$

95 where H_0 is the sensible heat, ρ is the air density, c_p is the specific heat capacity of air and $\overline{w'\theta'}$ is
96 the covariance between vertical wind speed (w , perpendicular to the water surface, positive
97 against gravity) and potential temperature (θ), which is known as vertical turbulent flux of heat.

98 Latent heat was calculated and corrected by buoyancy effects, following Webb et al. (1980)
99 as:

$$LE_0 = L_v(1 + mr) \left(\overline{C_{H_2O} w'} + \frac{\overline{w'\theta'}}{\theta} \right) \quad (2)$$

100 where LE_0 is the latent heat, m is the ratio between molecular mass of dry air and water on air, r

101 is the ratio between concentration of water on air and density of dry air, and $\overline{C_{H_2O}'w'}$ is the
102 vertical turbulent flux of water concentration (C_{H_2O}). The overline indicates averaged data.

103 Latent heat of vaporization (L_v) was computed by the empirical equation of Stull (1988):

$$L_v = 2501 - 2.31\bar{\theta} \quad (3)$$

104 where L_v is in Jgr^{-1} and θ must be on $^{\circ}C$

105 During both campaigns, we noticed that during the night a layer of ice usually was formed
106 on the lagoon's surface. In this case, we replaced the latent heat of vaporization for the latent heat
107 of sublimation on Equation (2), estimated as (Leppäranta, 2015)

$$L_s = 2828 - 0.39\bar{\theta} \quad (4)$$

108 with the same units as equation (3).

109 To quantify stability on the lower portion of the atmospheric boundary layer (known as
110 atmospheric surface layer), we calculate the dimensionless height parameter of Monin-Obukhov
111 (Monin & Obukhov, 1954) as

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (5)$$

112

$$L = -\frac{u_*^3}{\frac{\kappa g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'}} \quad (6)$$

113

114 where z is a referential height (in our case, z is the instrumental height of the sonic anemometer),
115 L is known as Monin-Obukhov length, κ in the von Kármán constant, g is gravitational
116 acceleration, and u_* is the shear velocity, computed as (Garratt, 1992):

$$u_*^2 = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{0.5} \quad (7)$$

117

118 with u and v the horizontal components of wind speed for x and y axis, respectively.

119 Non-neutral stability implies variation on the vertical profile on conservative variables.

120 Since we considered valid the *Similarity Theory* of Obukhov (Aubinet et al., 2012; Obukhov, 1971)
 121 we determined the non-neutral vertical profile of wind and temperature on the surface
 122 atmospheric layer as (Businger et al., 1971; Wyngaard & Cote, 1971):

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_m \quad (8)$$

123

$$\frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \phi_h \quad (9)$$

124

125 where U is the total magnitude of wind velocity, equal to

$$U = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)^{1/2} \approx (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2} \quad (10)$$

126

127 since $\bar{w} \approx 0$ if the anemometer is properly aligned with the water surface (Aubinet et al., 2012).

128 θ_* is the turbulent temperature scaling parameter, defined as (Garratt, 1992):

$$\theta_* = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (11)$$

129

130 ϕ_m and ϕ_h , known as *Similarity functions*, are functions of ζ , according to dimensional
 131 analysis (Monin & Obukhov, 1954). For the neutral case, both functions are equal to 1, recovering
 132 the neutral profile, obtaining the logarithmic wind profile for Equation (8) and adiabatic profile
 133 for Equation (9). Both functions have been estimated empirically through field measurements
 134 and dimensional analysis (Dyer, 1974; Högström, 1988; Kader & Yaglom, 1990):

$$\phi_m(\zeta) = (1 - \gamma\zeta)^{-0.25} \quad (12)$$

135

$$\phi_h(\zeta) = (1 - \gamma\zeta)^{-0.5} \quad (13)$$

136

137 for $\zeta < 0$ and

$$\phi_m(\zeta) = \phi_h(\zeta) = 1 + \beta\zeta \quad (14)$$

138 for $\zeta \geq 0$.

139 The empirical values of γ and β are commonly estimated as 16 and 5, respectively (Dyer,
140 1974; Högström, 1988).

141 Due to the nature of the measurements, we worked with the integral forms of Equations
142 (8) and (9) (Garratt, 1992; Panofsky, 1963):

$$\begin{aligned} \frac{\kappa U}{u_*} &= \int \zeta^{-1} \phi_m(\zeta') d\zeta' \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \int 1 - \phi_m(\zeta') d\ln\zeta' \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta) \end{aligned} \quad (15)$$

143

$$\begin{aligned} \frac{\kappa(\theta - \theta_0)}{\theta_*} &= \int \zeta^{-1} \phi_h(\zeta') d\zeta' \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \int 1 - \phi_h(\zeta') d\ln\zeta' \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h(\zeta) \end{aligned} \quad (16)$$

144

145 z_0 in Equation (15), known as aerodynamic roughness length, is computed considering
146 Charnock's equation ($z_0 = 0.011u_*^2/g$) (Charnock, 1955). z_T is the roughness scaling length for
147 temperature, estimated as $z_T = z_0/7.4$ (Garratt, 1992). θ_0 is the surface potential temperature.

148 Evidently, Ψ_m and Ψ_h are 0 for neutral conditions. For non-neutral profiles, Ψ_m is
149 (Garratt, 1992):

$$\Psi_m(\zeta) = 2 \ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-2}}{2}\right) - 2 \operatorname{atan}(\phi_m^{-1}) + \frac{\pi}{2} \quad (17)$$

150

151 for $\zeta < 0$ and

$$\Psi_m(\zeta) = 1 - \phi_m \quad (18)$$

152

153 for $\zeta \geq 0$.

154 Ψ_h can be evaluated as (Garratt, 1992):

$$\Psi_h(\zeta) = 2 \ln\left(\frac{1 + \phi_h^{-1}}{2}\right) \quad (19)$$

155

156 for $\zeta < 0$ and

$$\Psi_h(\zeta) = 1 - \phi_h \quad (20)$$

157 for $\zeta \geq 0$.

158 ***Surface Energy Balance***

159 The Surface Energy Balance (*SEB*) was computed at the air-water interface, as:

$$SEB = H_{lw} + (1 - \alpha)\Gamma H_{sw} - H_0 - LE_0 + H_W \quad (21)$$

160

161 where *SEB* should be 0, α is the albedo for a water surface (equals to 0.17), Γ is an empirical

162 coefficient of the fraction of radiation transmitted through the surface (Leppäranta, 2015), H_{sw} is

163 the incident short wave radiation and H_{lw} is the long wave radiation, computed using Stefan-

164 Boltzmann law as:

$$H_{lw} = \varepsilon_a \sigma \theta^4 - \varepsilon_s \sigma \theta_0^4 \quad (22)$$

165

166 where σ is the Stefan-Boltzmann constant, θ_0 and θ are in Kelvin degrees, ε_s and ε_a are the

167 emissivities of the water surface and air, respectively. The empirical value of ε_s is 0.97 (Davies et

168 al., 1971) meanwhile ε_a is computed as function of air temperature θ for clear skies as (Idso &

169 Jackson, 1969):

$$\varepsilon_a = 1 - 0.261e^{-7.77 \cdot 10^{-4} \theta^2} \quad (23)$$

170

171 where θ must be on $^{\circ}C$. Finally, H_W represents the heat flux from water to the surface, that we

172 considered it negligible.

173 As mentioned before, an ice layer was formed over the lagoon. This process occurs during
174 the night, and it ended in the morning. The presence of ice changes the *SEB*, so we modified
175 Equation (21), adding two more heat fluxes:

$$SEB = H_{lw} + (1 - \alpha)\Gamma H_{sw} - H_0 - LE_0 + H_F + H_{ret} \quad (21)$$

176

177 F denotes heat flux by phase change of water (solid-liquid). This flux is calculated as
178 (Leppäranta, 2015):

$$H_F = \rho_i L_f \frac{\partial h_i}{\partial t} \approx k \frac{T_f - \theta_0}{h_i} \quad (22)$$

179

180 where ρ_i is the density of the ice, L_f is the latent heat of melting/freezing, k is the thermal
181 conductivity of ice, T_f is the temperature at the water-ice interface (which is, according to this
182 model, the temperature of fusion, equals to 0 °C) and h_i is the ice thickness. This equation
183 considers a lineal distribution of temperature in the ice layer.

184 H_{ret} represents the short wave radiation captured by the ice that returns to the surface
185 through the ice, estimated as:

$$H_{ret} = \frac{1}{h_i} \int_{z=0}^{z=h_i} (1 - \alpha)(1 - \Gamma)H_{sw}e^{-az} dz \quad (22)$$

186

187 where a is the coefficient of light diffusion on ice (Leppäranta, 2015).

188 **Results**

189 ***Atmospheric variables***

190 The main variables are shown on Figure 3.

191 Wind speed (Figure 3.A) shows a well-defined cycle, varying from calm periods (between
192 0.4 to 1.2 ms^{-1}) from nightfall until noon, to notably windy periods in the afternoon, when wind
193 speed can reach values above 10 ms^{-1} .

194 Air and water temperatures have cycles defined by short wave radiation (heating in the
195 morning, cooling in the night) and wind speed, which is evident in the afternoon, when
196 temperature decreases smoothly (Figure 3.B).

197 Both campaigns observations show that latent heat is most of the time significantly higher
198 than sensible heat, as expected for this kind of environment (Figure 3.D) (de la Fuente & Niño,
199 2010). Both heat fluxes are heavily modulated by wind speed.

200 ***Stability analysis***

201 For ζ we have two main atmospheric forcings: wind speed, that influences stability
202 through shear stress (expressed as u_*) and short wave radiation, that highly affects the *SEB* and,
203 by extension, the turbulent flux of heat $\overline{w'\theta'}$. Given that cycles of wind speed and short wave
204 radiation are not coupled (Figures 3.A and 3.C) we have a significant variation of the atmospheric
205 stability through the day (Figure 4).

206 207 ***Surface temperature and ice formation***

208 Using Equation (13) we calculated surface temperature over the lagoon θ_0 as a function of air
209 temperature θ and the dimensionless parameter ζ (showed on Figures 4.A and 4.B).

210 In parallel, we used Equation (24) to estimate the surface temperature as a function of
211 *SEB* since there are not direct measurements when there was ice. For this purpose, we calculated
212 the value of θ_0 that makes 0 the Equation (24) through Newton-Rapson algorithm and, by
213 extension, we estimated the thickness of the ice layer through Equation (25).

214 We observe that our model of *SEB* yields a similar value to θ_0 calculated by stability
215 (Figures 7.A and 7.C). Thickness of the ice layer is also coherent with the observations (Figures
216 7.B, 7.D and 6.A).

217 **Discussion**

218 ***Main Atmospheric Forcings***

219 As it is shown in Figure 5, wind speed is the main atmospheric forcing of the system. High
220 values of wind speed (in the afternoon) generate mixing on the atmospheric surface layer,
221 bringing cooler and dryer air parcels near the water surface, increasing evaporation by changing
222 the local saturation of water on air, and dissipating heat. Both phenomena are evidenced with the
223 strong dependence between sensible and latent heat with wind speed (Figures 4 and 5).

224 Wind speed also affects the water layer: momentum is transferred from air to the water,
225 creating a turbulent flow that mixes the water and resuspends the sediment (de la Fuente,
226 2014).

227 The 2nd main forcing is short wave radiation. During the morning, it increases the
228 temperature of the lagoon's surface, which is traduced as an increment of the sensible and latent
229 heat. This also actively heats the lower air parcels, increasing the effect of buoyancy, thus affecting
230 the atmospheric stability. Additionally, it warms the upper layer of sediments, transferring this
231 heat to lower layers. Later in the night, the stored heat on the sediments is released to the water,

232 avoiding higher oscillations of the water temperature (de la Fuente, 2014).

233 The combined effect of both atmospheric forcings (wind speed and short wave radiation)
234 rules over the atmospheric stability. As mentioned before, during mornings short wave radiation
235 induces instability. As wind speed increases, the shear stress begins to dissipate turbulent kinetic
236 energy, reducing instability. Through afternoon, both effects (dissipation of TKE and buoyancy)
237 reach an equilibrium that creates a neutral state of atmospheric stability. Later at night, as both
238 forcings decrease, TKE dissipates, making the atmospheric stability to oscillate between
239 neutrality and stable states. On the absence of both, the liberation of heat by cooling of the
240 surface creates instability.

241 ***Surface energy balance and ice formation***

242 As expected, ice formation is slower than melting (Figures 7.B and 7.D), mostly because ice
243 formation requires cooling the upper layer of water and heat flux from sediments muffles
244 variations on water temperature (de la Fuente, 2014).

245 By contrast, melting is faster because the zone near the tropics has high short wave
246 radiation most of the year. Seasonal variation of short wave radiation heavily affects the Surface
247 Energy Balance, which impacts ice formation. Basically, surface energy differences traduces into
248 an increment of the thickness of the ice layer over the night.

249 The formation of an ice layer over the lagoon has a significant effect over the system: it
250 creates a barrier between water and the atmosphere, which cancels momentum, mass and direct
251 heat exchanges. This is especially evident when ice totally melts: turbulent fluxes have an abrupt
252 variation before wind starts.

253 Specifically, the formation of ice has a significant effect on water temperature: the isolation
254 from the atmosphere highly restrings any heat flux from water to air, and by liberating heat due to
255 the freezing process, which, in addition of the heat flux from the sediments, keeps the

256 temperature of water around 0 °C

257 The same heat produced by freezing must be liberated by conduction through the ice to
258 the atmosphere, increasing the buoyancy effects.

259 Ice melting has the opposite effect: melted ice and reduced short wave radiation that
260 reaches water, reduce the increment of temperature of water. Additionally, due to the absorption
261 of heat by the melting process, the system reduces the heat fluxes to air. This phenomenon is
262 evidenced by a reduction in the magnitude of the dimensionless parameter of Monin-Obukhov
263 (Figure 5). For this kind of system, we expected a state similar to free convection (Adams &
264 Helfrich, 1990)

265 ***Ice and mass transport***

266 The isolation of the water produced by the layer of ice is evident if we analyze mass
267 transport on the air-water interface. The vertical flux of carbon dioxide was measured with the
268 Irgason and corrected according to Webb et al (1980) as:

$$F_{CO_2} = \overline{w' C_{CO_2}'} + m \frac{\overline{C_{CO_2}}}{\rho_d} \overline{w' C_{H_2O}'} + (1 + mr) \frac{\overline{C_{CO_2}}}{\overline{\theta}} \overline{w' \theta'} \quad (22)$$

269

270 where F_{CO_2} is the vertical transport of carbon dioxide from water to atmosphere and C_{CO_2} is the
271 concentration of carbon dioxide in the air.

272 If there is some difference between water and air concentration, transfer of carbon dioxide
273 between water and the atmosphere is expected to occur, since carbon flux between water and air
274 is mainly a diffusive flux, as suggested by many authors (Cole & Caraco, 1998; Csanady, 1990;
275 Wanninkhof & Knox, 1996; Zappa et al., 2007). Like any turbulent flux, if there is more turbulent
276 kinetic energy, there is more transport; therefore, wind speed is the main atmospheric forcing
277 (Figure 8).

278 As we expected, there is almost no flux when there is ice, even if wind speed reaches high

279 values (as seen on May 19 of 2016, before 12:00. Figure 8.B), which is evident if we consider that
280 air-water interface is replaced by an air-ice interface, and ice is not permeable enough to carbon
281 dioxide.

282 Isolation due to ice can be significant to primary benthic production due to heat, radiation,
283 and carbon dioxide modulation. Further analysis escapes from the objectives of this work.

284 ***Comparison to similar systems***

285 As we mentioned before, there is a significant lack of studies on *salar*s. Furthermore, few
286 studies focus on intraday variations of atmospheric stability or turbulent fluxes over shallow
287 lagoons.

288 Our closer material of comparison is the study of Salar de Punta Negra, from de la Fuente
289 & Niño (2010). This *salar*, located in the *Altiplano* region of Chile at 3000 m. a. s. l., shares many
290 climatological and geomorphological properties with our *salar*. The data for that analysis was
291 collected in summer of 2006 and, even under similar conditions of wind, short wave radiation
292 and air temperature, shows significant differences on the estimation of turbulent heat fluxes,
293 which were computed through empirical formulas: sensible heat on Salar de Punta Negra shows a
294 greater intraday variation than our data, and latent heat shows a higher magnitude. These
295 differences can be explained by the morphology of Salar de Punta Negra (it is composed by a
296 marshland, a shallow channel that flows to the lagoon and a main lagoon) and the season. Further
297 analysis is needed to understand these differences.

298 Venäläinen et al. (1998) studied relationships between wind speed, fetch and heat
299 turbulent fluxes over two Swedish shallow lakes in summer: lake Råksjön, with an area of 1.2
300 km² and an a mean depth of 4.3 m, and lake Tämnaaren, that has an area of 34 km² and a mean
301 depth of 1.2 m. Both turbulent fluxes were also estimated through empirical formulas. Results
302 from this work show similar values of latent heat for similar values of wind speed, at 19°C and HR

303 of 54%, which is closer than measurements on Salar de Punta Negra.

304 From more recent studies, Biermann et al. (2014) worked on a shallow lake of 1 km² and a
305 maximum depth of 12 m, on the Nam Co basin, on the Tibetan Plateau, at 4730 m. a. s. l. Heat
306 turbulent fluxes were measured in summer by sonic anemometers and compared with empirical
307 functions. Time series of sensible heat, latent heat and air temperature during the day are similar
308 to our measurements in the May of 2016 campaign, even if the wind speed is not as high as our
309 data suggests. Over the night, air temperature doesn't vary like Salar del Huasco and turbulent
310 fluxes reflect that.

311 Li et al., (2015) did they study on lake Ngoring, also on the Tibetan Plateau. This lake has
312 an area of 610 km² and a mean depth of 17 m. It is located at 4274 m. a. s. l. They collected data in
313 summer and autumn of latent and sensible heat through a sonic anemometer and an open-end
314 gas analyzer. From their analysis for autumn, we observe that their values of turbulent fluxes are
315 rather like ours in the afternoon of the same season for similar meteorological conditions.
316 Differences in the morning can be explained by the presence of ice in our measurement field.

317 Mammarella et al., (2015) studied the lake Kuivajärvi in Finland. This lake has an area of
318 0.63 km² and a mean depth of 6.4 m. Heat turbulent fluxes were measured through a sonic
319 anemometer and an infrared gas analyzer during summer and autumn of 2010 and 2011. Data
320 from October of both years shows some similarity with our measurements: sensible heat is
321 similar, but net radiation and latent heat are significant smaller compared to our data.

322

323 As conclusion, characterization of small shallow lakes is a complex task: even similar
324 systems present different thermohydrodynamic processes under similar atmospheric forcings. A
325 proper and large study is required to understand the complexity of these systems.

326

328 **References**

- 329 Adams, E. E., & Helfrich, R. (1990). Evaporation from heated water bodies: predicting combined
330 forced plus free convection. *Water Resources Research*, 26(3), 425–435.
- 331 Aubinet, M., Vesala, T., & Papale, D. (Eds.). (2012). *Eddy Covariance*. Dordrecht: Springer
332 Netherlands. <https://doi.org/10.1007/978-94-007-2351-1>
- 333 Baldocchi, D. D., Hicks, B. B., & Meyers, T. P. (1988). Measuring Biosphere- Atmosphere Exchanges
334 of Biologically Related Gasses with Micrometeorological methods. *Ecology*, 69(5), 1331–1340.
335 <https://doi.org/10.2307/1941631>
- 336 Biermann, T., Babel, W., Ma, W., Chen, X., Thiem, E., Ma, Y., & Foken, T. (2014). Turbulent flux
337 observations and modelling over a shallow lake and a wet grassland in the Nam Co basin,
338 Tibetan Plateau. *Theoretical and Applied Climatology*, 116(1–2), 301–316.
339 <https://doi.org/10.1007/s00704-013-0953-6>
- 340 Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., & Bradley, E. F. (1971). Flux-Profile Relationships in the
341 Atmospheric Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*.
342 [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2)
- 343 Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological*
344 *Society*, 81(350), 639–640. <https://doi.org/10.1002/qj.49708135027>
- 345 Cole, J. J., & Caraco, N. F. (1998). Atmospheric exchange of carbon dioxide in a low-wind
346 oligotrophic lake measured by the addition of SF₆. *Limnology and Oceanography*, 43(4), 647–
347 656. <https://doi.org/10.4319/lo.1998.43.4.0647>
- 348 Csanady, G. T. (1990). The role of breaking wavelets in air-sea gas transfer. *Journal of Geophysical*
349 *Research*, 95(C1), 749–759. <https://doi.org/10.1029/JC095iC01p00749>
- 350 Davies, J. A., Robinson, P. J., & Nunez, M. (1971). Field determinations of surface emissivity and
351 temperature for Lake Ontario. *Journal of Applied Meteorology*, 10(4), 811–819.

352 de la Fuente, A. (2014). Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water
353 column in a shallow salty lagoon. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, 119(4),
354 596–613. <https://doi.org/10.1002/2013JG002413>

355 de la Fuente, A., & Niño, Y. (2010). Temporal and spatial features of the thermohydrodynamics of
356 shallow salty lagoons in northern Chile. *Limnology and Oceanography*, 55(1), 279–288.
357 <https://doi.org/10.4319/lo.2010.55.1.0279>

358 Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 7(3), 363–
359 372. <https://doi.org/10.1007/BF00240838>

360 Garratt, J. R. (1992). *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge: Cambridge University Press.

361 Herrera, V., De Gregori, I., & Pinochet, H. (2009). Assesment of trace elements and mobility of
362 arsenic and manganese in Lagoon sediments of the Huasco and Coposa salt flats, Chilean
363 altiplano. *Journal of the Chilean Chemical Society*, 54(4), 454–459.
364 <https://doi.org/10.4067/S0717-97072009000300017>

365 Högström, U. (1988). Nondimensional wind and temperature profiles. *Boundary-Layer*
366 *Meteorology*, 42(1), 55–78.

367 Idso, S. B., & Jackson, R. D. (1969). Thermal Radiation from the Atmosphere. *Journal of Geophysical*
368 *Research*, 74(23), 5397. <https://doi.org/10.1364/JOSA.46.000543>

369 Kader, B. A., & Yaglom, A. M. (1990). Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified
370 turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 212, 637–662.
371 <https://doi.org/10.1017/S0022112090002129>

372 Leppäranta, M. (2015). *Freezing of lakes and the evolution of their ice cover. Freezing of Lakes and*
373 *the Evolution of their Ice Cover*. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-29081-7>

374 Li, Z., Lyu, S., Ao, Y., Wen, L., Zhao, L., & Wang, S. (2015). Long-term energy flux and radiation
375 balance observations over Lake Ngoring, Tibetan Plateau. *Atmospheric Research*, 155, 13–25.

376 <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2014.11.019>

377 Mammarella, I., Nordbo, A., Rannik, Ü., Haapanala, S., Levula, J., Laakso, H., ... Vesala, T. (2015).
378 Carbon dioxide and energy fluxes over a small boreal lake in Southern Finland. *Journal of*
379 *Geophysical Research G: Biogeosciences*, 120(7), 1296–1314.
380 <https://doi.org/10.1002/2014JG002873>

381 Monin, A. S., & Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the
382 atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 24(151), 163–187.

383 Muñoz, J. (2009). *Levantamiento hidrogeológico para el desarrollo de nuevas fuentes de agua en*
384 *áreas prioritarias de la zona norte de Chile, Regiones XV, I, II y III. Etapa II.*

385 Obukhov, A. M. (1971). Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Boundary-*
386 *Layer Meteorology*, 2(1), 7–29. <https://doi.org/10.1007/BF00718085>

387 Panofsky, H. A. (1963). Determination of stress from wind and temperature measurements.
388 *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 89(379), 85–94.
389 <https://doi.org/10.1002/qj.49708937906>

390 Risacher, F., Alonso, H., & Salazar, C. (2003). The origin of brines and salts in Chilean salars: A
391 hydrochemical review. *Earth-Science Reviews*, 63(3–4), 249–293.
392 [https://doi.org/10.1016/S0012-8252\(03\)00037-0](https://doi.org/10.1016/S0012-8252(03)00037-0)

393 Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Book* (Vol. 13).
394 <https://doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8>

395 Vega, A. (2016). *Balance hídrico de la cuenca del Salar del Huasco mediante modelo hidrológico de*
396 *simulación TOPMODEL usando información de reanálisis atmosférico.* Universidad de Chile.

397 Venäläinen, A., Heikinheimo, M., & Tourula, T. (1998). Latent heat flux from small sheltered lakes.
398 *Boundary-Layer Meteorology*, 86(3), 355–377. <https://doi.org/10.1023/A:1000664615657>

399 Verma, S. B. (1990). Micrometeorological methods for measuring surface fluxes of mass and

400 energy. *Remote Sensing Reviews*, 5(September 2012), 99–115.
401 <https://doi.org/10.1080/02757259009532124>

402 Wanninkhof, R., & Knox, M. (1996). Chemical enhancement of CO₂ exchange in natural waters.
403 *Limnology and Oceanography*, 41(4), 689–697. <https://doi.org/10.4319/lo.1996.41.4.0689>

404 Webb, E.K.; Pearman, G.I; Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects
405 due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
406 <https://doi.org/10.1002/qj.49710644707>

407 Wyngaard, J. C., & Cote, O. R. (1971). The budgets of turbulent kinetic energy and temperature
408 variance in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*.
409 [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0190:TBOTKE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0190:TBOTKE>2.0.CO;2)

410 Zappa, C. J., McGillis, W. R., Raymond, P. A., Edson, J. B., Hints, E. J., Zemmelen, H. J., ... Ho, D. T.
411 (2007). Environmental turbulent mixing controls on air-water gas exchange in marine and
412 aquatic systems. *Geophysical Research Letters*, 34(10), 1–6.
413 <https://doi.org/10.1029/2006GL028790>

414
415

416 **Figure captions**

417 Figure 1: Location of Salar del Huasco, region of Tarapacá, Northern Chile ($20^{\circ}19'40''S$,
418 $68^{\circ}51'25''W$) (A) and measurement site for both campaigns in Salar del Huasco (late October
419 2015 and May 2016) (B).

420 Figure 2: Deployment of the sonic anemometer (right end of the lower tube) and the standard
421 meteorological station. May of 2016

422 Figure 3: Measured time series of A) wind speed, B) air and water temperatures, C) short wave
423 radiation (H_{sw} , black line) and net radiation (NR, gray line), and D) heat turbulent fluxes:
424 sensible heat (H_0 , gray line) and latent heat (LE_0 , black line), for both campaigns. Solid lines
425 represent data from late October of 2015 campaign, dotted lines are from May of 2016 campaign

426 Figure 4: Dimensionless parameter of Monin-Obukhov (ζ , red dots) for A) October-November of
427 2015 and B) May of 2016. Blue shaded areas represent stable conditions, orange areas represent
428 unstable conditions and light red represent unstable conditions tending to free convection.

429 Figure 5. Time series of variation of shear stress (represented as u_* , blue line and left axis) and
430 turbulent heat flux ($cov(w,\theta)$, green line and right axis) for each campaign.

431 Figure 6: A) Measurement of ice thickness on the campaign of May 2016. At 11:30 of May 18th
432 the ice had a thickness of 2 cm. B) Surface of the lagoon at 11:00 of May 18th

433 Figure 7: Surface temperature for campaigns of A) October-November of 2015 and C) May of
434 2016. T_{ice} (light green line) is result of our estimation of temperature at the surface of ice
435 through Surface Energy Balance. θ_0 (solid green line) is surface temperature computed by non-
436 stable temperature vertical profiles. T_{water} (dotted green line) is the temperature of water. B)
437 and D) show the modeled thickness of the ice layer for both campaigns. Red circles on D)
438 represents in situ measurements.

439 Figure 8: Vertical flux of carbon dioxide (green line) in the campaigns of October-November of
440 2015 (A) and May of 2016 (B). Shaded areas indicate presence of ice over the lagoon. Blue lines
441 are wind speed.

442 **Table caption**

443

444 Table 1: Installation details for the sonic anemometer and the standard meteorological station for
445 both campaigns.

446

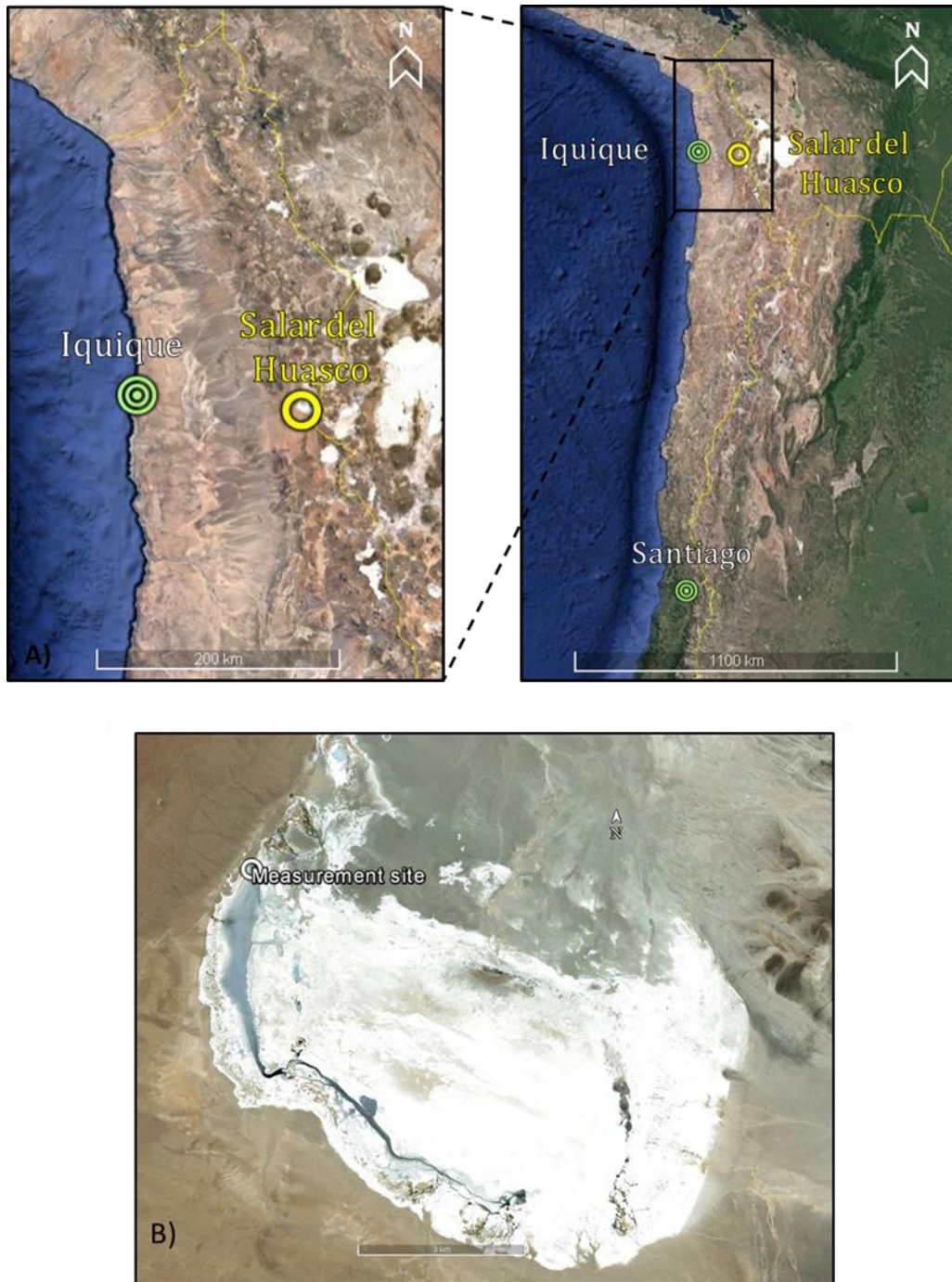


Figure 1: Location of Salar del Huasco, region of Tarapacá, Northern Chile ($20^{\circ}19'40''S$, $68^{\circ}51'25''W$) (A) and measurement site for both campaigns in Salar del Huasco (late October 2015 and May 2016) (B).

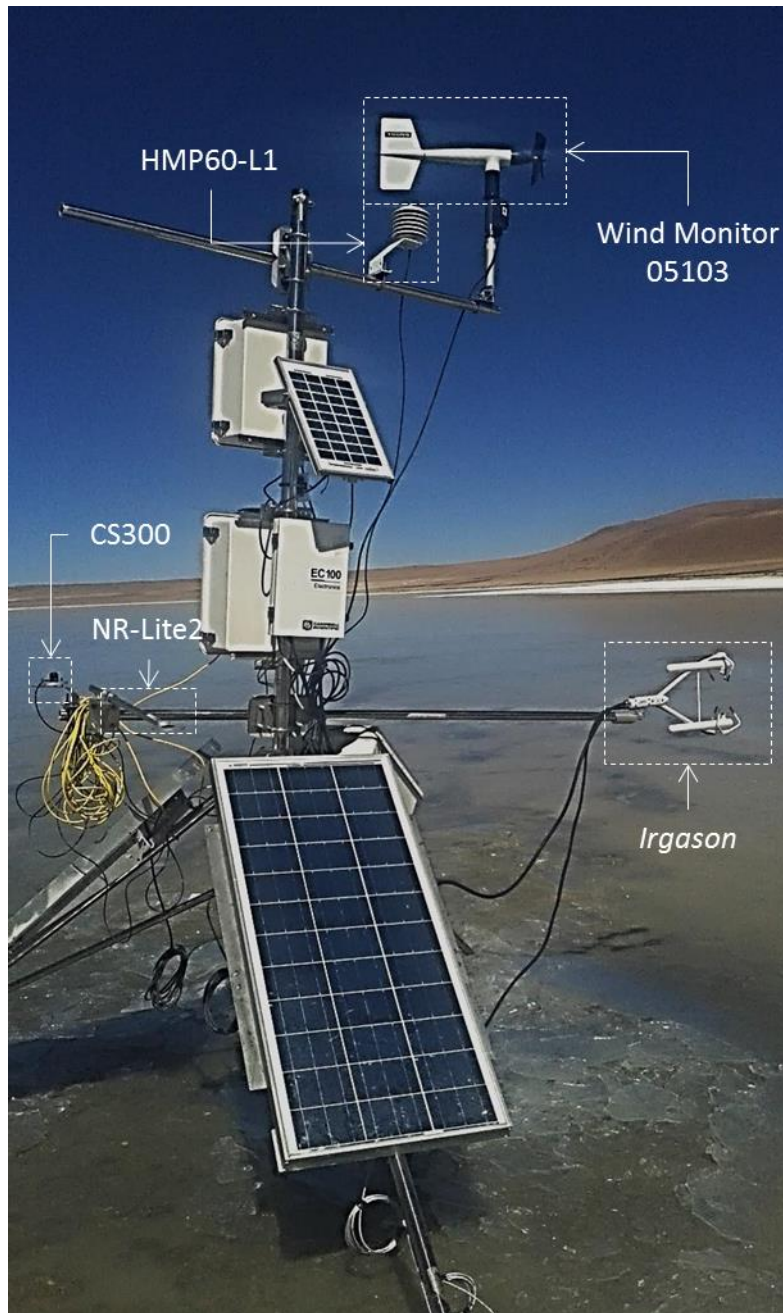


Figure 2: Deployment of the sonic anemometer (right end of the lower tube) and the standard meteorological station. May of 2016

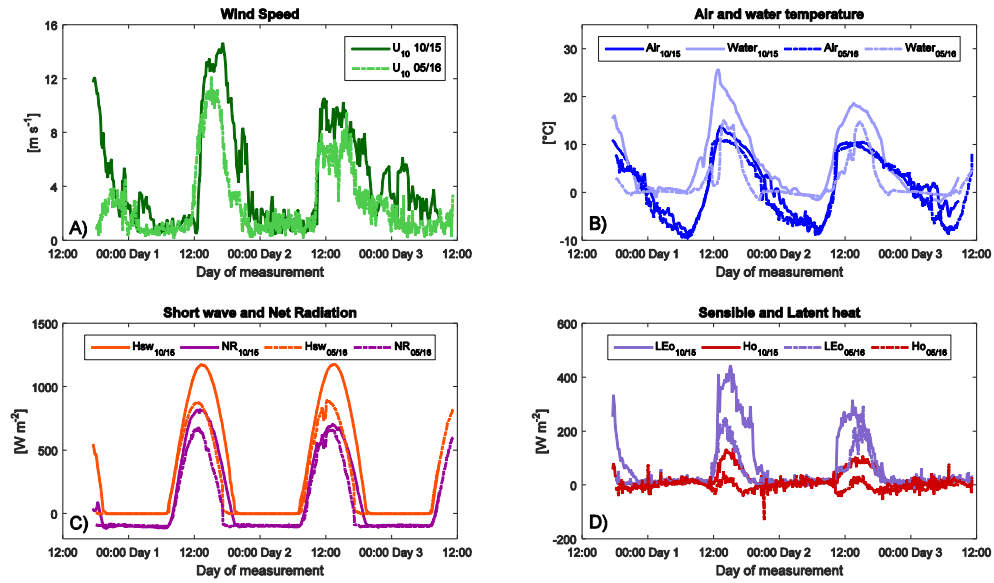


Figure 3: Measured time series of A) wind speed, B) air and water temperatures, C) short wave radiation (H_{sw} , black line) and net radiation (NR , gray line), and D) heat turbulent fluxes: sensible heat (H_0 , gray line) and latent heat (LE_0 , black line), for both campaigns. Solid lines represent data from late October of 2015 campaign, dotted lines are from May of 2016 campaign

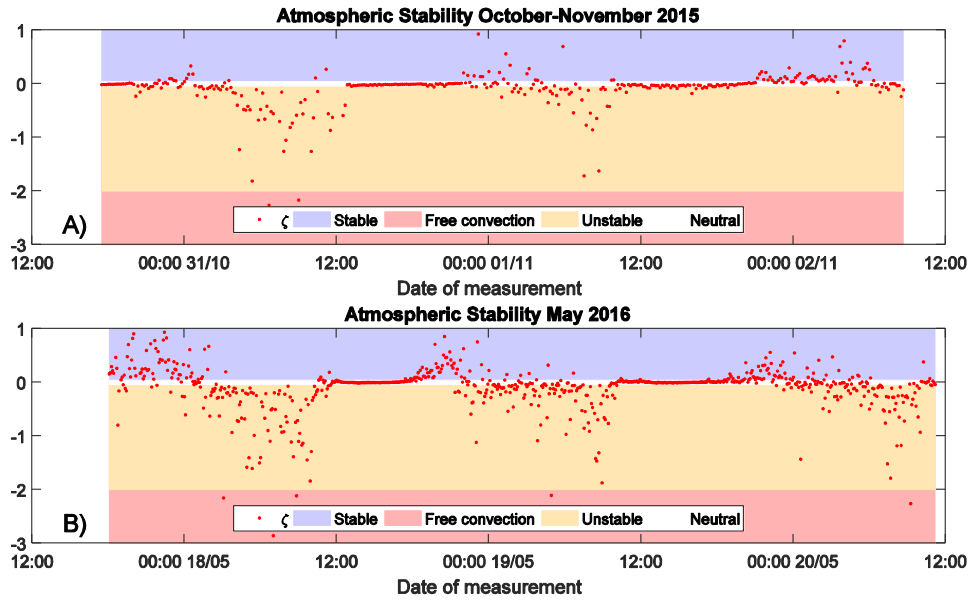


Figure 4: Dimensionless parameter of Monin-Obukhov (ζ , red dots) for A) October-November of 2015 and B) May of 2016. Blue shaded areas represent stable conditions, orange areas represent unstable conditions and light red represent unstable conditions tending to free convection.

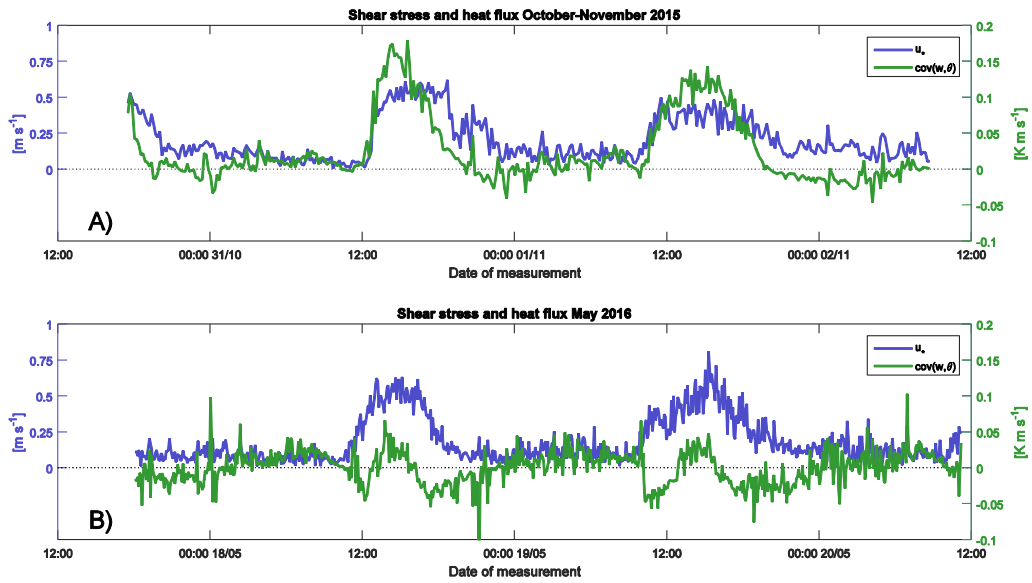


Figure 5. Time series of variation of shear stress (represented as u_{*} , blue line and left axis) and turbulent heat flux ($cov(w, \theta)$, green line and right axis) for each campaign.

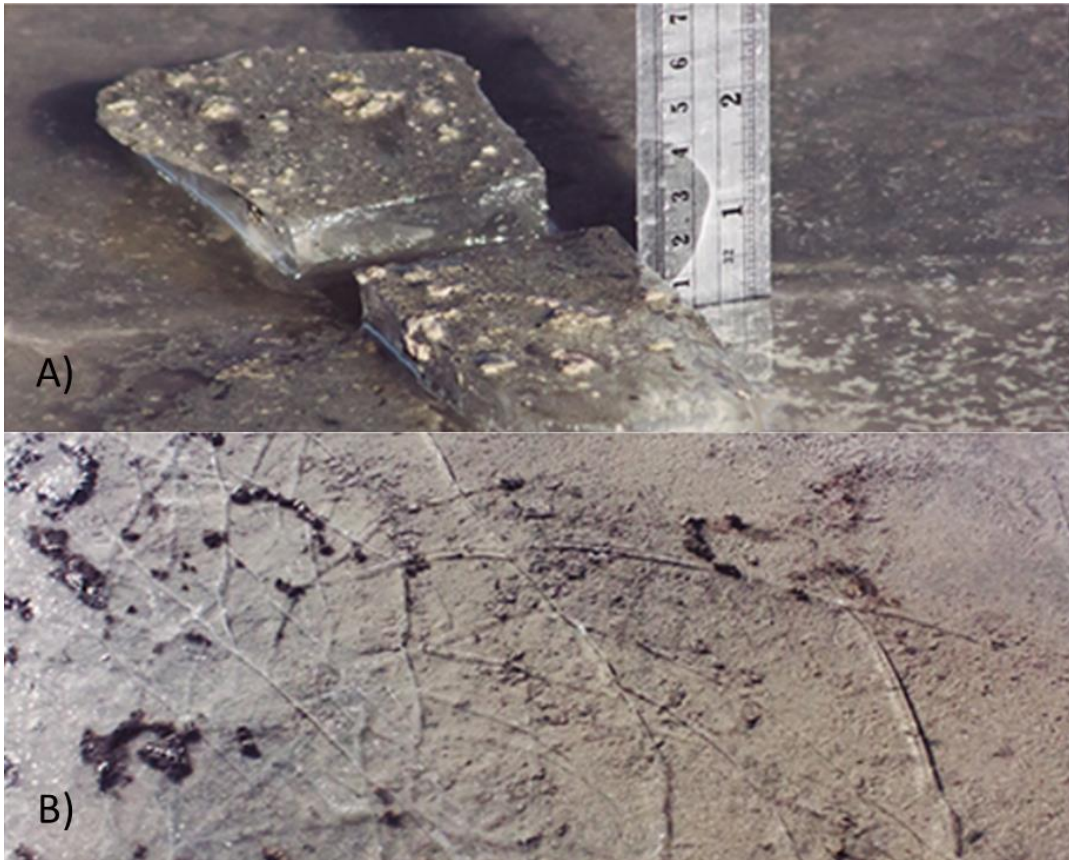


Figure 6: A) Measurement of ice thickness on the campaign of May 2016. At 11:30 of May 18th the ice had a thickness of 2 cm. B) Surface of the lagoon at 11:00 of May 18th

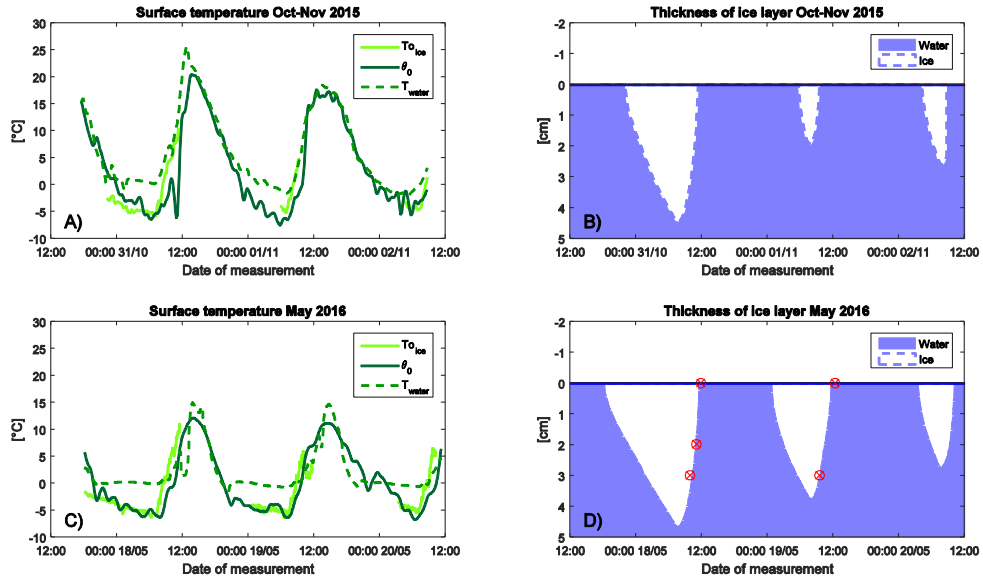


Figure 7: Surface temperature for campaigns of A) October-November of 2015 and C) May of 2016. $T_{o_{ice}}$ (light green line) is result of our estimation of temperature at the surface of ice through Surface Energy Balance. θ_0 (solid green line) is surface temperature computed by non-stable temperature vertical profiles. T_{water} (dotted green line) is the temperature of water. B) and D) show the modeled thickness of the ice layer for both campaigns. Red circles on D) represents in situ measurements.

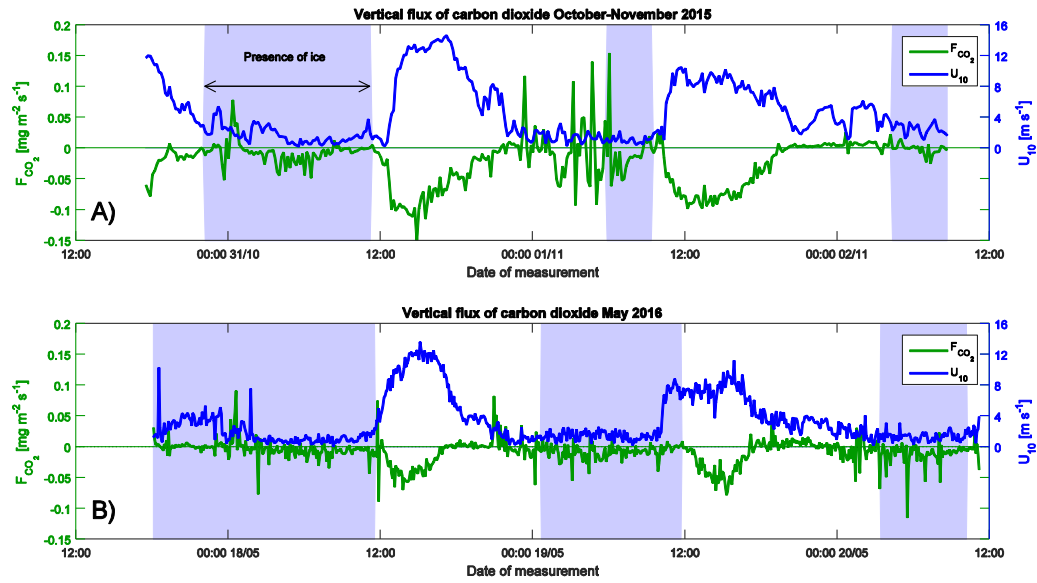


Figure 8: Vertical flux of carbon dioxide (green line) in the campaigns of October-November of 2015 (A) and May of 2016 (B). Shaded areas indicate presence of ice over the lagoon. Blue lines are wind speed.

Table 1

		1st campaign (Oct-Nov 2015)		
Instrument		f	P	z
	Model	[Hz]	[min]	[m]
Sonic Anemometer	<i>Irgason</i>	20	10	1.45
Temperature sensor	Model 107	20	10	1.55
Barometer	PTB110	20*	10	1.55
Pyranometer	CS300	0.2	10	1.30
Net Radiometer	NR-Lite2	0.2	10	1.30
Barometer	CS106	0.2	10	1.50
Anemometer	Wind Monitor 05103	0.2	10	1.74
Temperature and RH sensor	HMP60-L1	0.2	10	1.30
Water temperature sensor	U22-001	0.0167	10	-
		2nd campaign (May 2016)		
Instrument		f	P	z
	Model	[Hz]	[min]	[m]
Sonic Anemometer	<i>Irgason</i>	25	5	1.21
Temperature sensor	Model 107	25	5	2.02
Barometer	PTB110	25*	5	1.4
Pyranometer	CS300	1	5	1.25
Net Radiometer	NR-Lite2	1	5	1.25
Barometer	CS106	1	5	1.4
Anemometer	Wind Monitor 05103	1	5	3.13
Temperature and RH sensor	HMP60-L1	1	5	2.83
Water temperature sensor	U22-001	0.0167	5	-

* Sample data was collected with the mentioned frequency, but response time was 1 s

Anexo F

Manuscrito Artículo 2

1

2

3

4

Variations of thermohydrodynamic processes

5

between the surface atmospheric layer and a shallow

6

athalassic saline lagoon of the Chilean Altiplano

7

Jaime Vergara A.

8

Alberto de la Fuente

9

Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile, Santiago, Chile.

10

e-mail: jaivergara@ing.uchile.cl

11

12

13

Running head: vertical turbulent fluxes

14

15 **Abstract**

16 In the Altiplanic region of the Andes Mountains there is a particular kind of wetland
17 known as *salar*. These *salars* sustain highly vulnerable and unique ecosystems in the middle of
18 the desert, where life is scarce, and have unusual thermo-hydrodynamic properties, due to their
19 geomorphology and local climatic conditions. We describe and analyze these phenomena, using
20 data collected during two field campaigns on an altiplanic lagoon located in Northern Chile, on
21 late October 2015 and mid May of 2016. This study focuses primarily on the air-water interface,
22 analyzing the bulk transfer of heat, momentum and water vapor along the day, and the influences
23 of atmospheric stability on those processes. Our results show that, on this particular system,
24 similarity functions parametrized by Businger et al., (1971) and Dyer (1974) have a better
25 adjustment for vertical profiles of wind speed, temperature and concentration of water on air. We
26 also observe that bulk transfer coefficients and roughness scaling lengths disagree with most of
27 parametrizations. Results point to the shallowness of the lagoon being the main responsible for
28 this anomaly. Finally, bulk transfer coefficients of momentum, heat and humidity, as well as some
29 formulations for roughness scaling lengths, are proposed based on the data acquired from both
30 campaigns.

31 **Acknowledgments**

32 This article was financed by project Fondecyt number 1140821 *Vertical transport*
33 *processes in the Altiplanic lagoons*. We wish to thank to Jonás Valdivieso for assisting us during the
34 late October-2015 campaign, Felipe Hidalgo for his help on the May-2016 campaign and Salvador
35 López for assisting us during both field campaigns; Abel Muñoz for his help with some figures;
36 José Miguel Alvarado, Sebastián Astargo, Tomás Gómez and Gerardo Rojas, for their help with the
37 writing of this manuscript redaction; and Nicolás Vásquez and Javier Cepeda, for their help on all
38 the process of developing this work.

39

40

41 **Introduction**

42 *Salars* are saline landscapes formed by evapo-concentration of salts that usually have
43 shallow terminal lagoons (de la Fuente & Niño, 2010). They are located in the Altiplano, a region
44 of the central Andes Mountains shared by Peru, Bolivia, Argentina, and Chile. These *salars* sustain
45 highly vulnerable and unique ecosystems, which are based on the primary benthonic production
46 that is tightly linked to thermodynamic and hydrodynamic processes between the atmosphere
47 and the water column (de la Fuente, 2014). Despite the importance of transfer processes at the
48 air-water interface, these have been poorly studied in their intraday variation and how it
49 influences the stability of the atmospheric boundary layer as well.

50 The objective of this work is to characterize the main thermohydrodynamic processes on
51 the air-water interface on the main saline shallow lagoon of the Salar del Huasco, located in
52 Northern Chile, through bulk transfer relations, to generalize our results to similar systems.

53 To achieve this goal, we studied the *Similarity Functions* on different degrees of stability of
54 the atmospheric surface layer. This allowed us to compute bulk transfer coefficients as a function
55 of atmospheric stability and contrast these values with others empirical relations. Finally, we
56 studied the dependence of the roughness scaling lengths for temperature and humidity from the
57 aerodynamic roughness length, and their influence on the bulk transfer relations.

58

59 **Methods**

60 ***Field site and measurements***

61 Salar del Huasco is a protected wetland under the Convention on Wetlands of International
62 Importance (also called the *Ramsar Convention*). It is located in the Tarapacá region of Chile, 180
63 km to the west of the city of Iquique and 1450 km to the north of Santiago de Chile (Figure 1.A) at
64 approximately 3800 meters above sea level, with a total surface of 52 km². The lagoon has a
65 surface area of approximately 2 to 3 km² with a water depth of a few centimeters (Herrera et al.,
66 2009; Risacher et al., 2003).

67 Salar del Huasco basin is endorheic and it has a cold desert climate due to its high altitude,
68 with almost null precipitation most of the year (Vega, 2016), except from December to March,
69 when the phenomenon called *Altiplanic winter* happens, characterized by convective
70 precipitations caused by highly moist air parcels that go from East Andes to the *Altiplano* region
71 (Muñoz, 2009; Vega, 2016). Temperature on the basin varies between -20°C in winter to 25°C in
72 summer (Muñoz, 2009) with high intraday variability (de la Fuente, 2014). Annual mean
73 precipitation usually goes from 100 to 150 mm (Muñoz, 2009).

74 We deployed two field campaigns on different seasons by observing this variation,. The
75 first one was executed between October 30th and November 2nd of 2015, and the second one in
76 May of 2016, from 17th to 20th.

77 The main objective of both campaigns was to measure time series of meteorological and
78 water variables. To achieve this goal, we used a sonic anemometer with an integrated infrared gas
79 analyzer (*Irgason*, from Campbell Scientific), which allowed us to register high frequency
80 variations of wind speed (decomposed on 3 orthogonal directions), temperature, and water and
81 carbon dioxide concentrations on air. Additionally, the *Irgason* system includes a temperature

82 probe from Campbell Scientific model 107 and a barometer Vaisala PTB110. To complement
83 these observations, we installed a standard meteorological station that included a pyranometer
84 Apogee CS300, a net radiometer KippZonnen NR-Lite2, a barometer Vaisala CS106, an
85 anemometer Young (Wind Monitor model 05103), and a temperature and relative humidity
86 sensor HMP60-L1 from Vaisala. Both systems of measurement (Irgason and meteorological
87 station) were deployed at the northern end of the lagoon, to guarantee a proper fetch.

88 Water temperature data was collected through six temperature sensors deployed on the
89 nearby area (Water Temperature Data Logger model U22-001, from Onset).

90 In the first campaign, the sonic anemometer and the meteorological station were installed
91 on separated tripods, 20 *m* away from each other, and approximately 30 m away from the coast
92 line. In the second campaign, both set of instruments were deployed together, in order to quantify
93 the vertical variation of wind speed, water concentration on air and temperature, at the same
94 distance from the coast.

95 Installation details for both campaigns are shown on Table 1, which displays frequency of
96 measurement (f), averaging period (P) and instrumental height over water surface (z).

97 To quantify turbulent fluxes (Aubinet et al., 2012; Baldocchi et al., 1988), we computed
98 the covariance between different atmospheric variables, through the *Irgason* system. The
99 covariance was calculated on the same average period for both campaigns, respectively.

100

101 ***Atmospheric variables***

102 Thanks to instrumental disposition and data processing (Aubinet et al., 2012), we could
103 considered valid the eddy covariance method (Verma, 1990) to compute the turbulent fluxes.

104 Sensible heat was calculated as (Garratt, 1992):

$$\frac{H_0}{\rho c_p} = \overline{w'\theta'} \quad (1)$$

105 where H_0 is the sensible heat, ρ is the air density, c_p is the specific heat capacity of air and $\overline{w'\theta'}$ is
 106 the covariance between vertical wind speed (w , perpendicular to the water surface, positive
 107 against gravity) and potential temperature (θ), which is known as vertical turbulent flux of heat.

108 Latent heat was calculated and corrected by buoyancy effects, following Webb et al. (1980)
 109 as:

$$LE_0 = L_v(1 + mr) \left(\overline{C_{H_2O}w'} + \frac{\overline{w'\theta'}}{\bar{\theta}} \right) \quad (2)$$

110 where LE_0 is the latent heat, m is the ratio between molecular mass of dry air and water on air, r
 111 is the ratio between concentration of water on air and density of dry air, and $\overline{C_{H_2O}w'}$ is the
 112 vertical turbulent flux of water concentration (C_{H_2O}). The overline indicates averaged data.

113 Latent heat of vaporization (L_v) was computed by the empirical equation of Stull (1988):

$$L_v = 2501 - 2.31\bar{\theta} \quad (3)$$

114 where L_v is in Jgr^{-1} and θ must be on $^{\circ}C$

115 For both campaigns, we noticed that during night the lagoon's surface would usually
 116 freeze. In this case, we replaced the latent heat of vaporization for the latent heat of sublimation
 117 on Equation (2), estimated following Leppäranta (2015) as:

$$L_s = 2828 - 0.39\bar{\theta} \quad (4)$$

118 with the same units as Equation (3).

119 To quantify the stability on the lower portion of the atmospheric boundary layer (known
 120 as atmospheric surface layer), we calculate the dimensionless height parameter of Monin-
 121 Obukhov (Monin & Obukhov, 1954) as:

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (5)$$

122

$$L = -\frac{u_*^3}{\frac{\kappa g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'}} \quad (6)$$

123

124 where z is a referential height (in our case, z is the instrumental height of the sonic anemometer)

125 L is known as Monin-Obukhov length, κ in the von Kármán constant, g is gravitational

126 acceleration and u_* is the shear velocity, computed following Garratt (1992) as:

$$u_*^2 = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{0.5} \quad (7)$$

127

128 with u and v the horizontal components of wind speed for x and y axis, respectively.

129 ***Similarity functions***

130 To characterize the thermohydrodynamic processes on the air-water interface, we need to

131 understand the effect of atmospheric stability on vertical transport of heat, mass, and

132 momentum.

133 Non-neutral stability implies variation on the vertical profile on conservative variables.

134 Since we considered valid the *Similarity Theory* of Obukhov (Aubinet et al., 2012; Obukhov, 1971)

135 we determined the non-neutral vertical profile of wind and temperature on the surface

136 atmospheric layer as (Businger et al., 1971; Wyngaard & Cote, 1971):

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_m \quad (8)$$

137

$$\frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \phi_h \quad (9)$$

138

$$\frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} = \phi_w \quad (10)$$

139

140 where q is the specific humidity and U is the total magnitude of wind velocity, equals to

$$U = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) \approx (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \quad (11)$$

141

142 since $\bar{w} \approx 0$ if the anemometer is properly aligned with the water surface (Aubinet et al., 2012).

143 θ_* is the turbulent temperature scaling parameter, defined as (Garratt, 1992):

$$\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (12)$$

144

145 Analogously, we defined q_* as the turbulent humidity scaling parameter:

$$q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad (13)$$

146

147 Due to the nature of the measurements, we worked with the integral form of Equations (8), (9)

148 and (10) (Garratt, 1992; Panofsky, 1963):

$$\begin{aligned} \frac{\kappa U}{u_*} &= \int \zeta'^{-1} \phi_m(\zeta') d\zeta' \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \int 1 - \phi_m(\zeta') d\ln\zeta' \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta) \end{aligned} \quad (14)$$

149

$$\begin{aligned} \frac{\kappa(\theta - \theta_0)}{\theta_*} &= \int \zeta'^{-1} \phi_h(\zeta') d\zeta' \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \int 1 - \phi_h(\zeta') d\ln\zeta' \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h(\zeta) \end{aligned} \quad (15)$$

150

$$\begin{aligned} \frac{\kappa(q - q_0)}{q_*} &= \int \zeta'^{-1} \phi_w(\zeta') d\zeta' \\ &= \ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \int 1 - \phi_w(\zeta') d\ln\zeta' \\ &\approx \ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \Psi_w(\zeta) \end{aligned} \quad (16)$$

151

152 Ψ_m, Ψ_h and Ψ_q are known as *dimensionless integral profile functions*, z_0 in Equation (15),
153 known as aerodynamic roughness length, is computed considering a neutral wind profile. z_T and
154 z_q are the roughness scaling length for temperature and humidity respectively. θ_0 is the surface
155 potential temperature and q_0 is the surface specific humidity.

156 ϕ_m, ϕ_h and ϕ_w , known as *dimensionless gradient profile functions*, are functions of ζ , according to
157 dimensional analysis (Monin & Obukhov, 1954). For the neutral case, both functions should be
158 equal to 1, recovering the neutral profile, thus obtaining the logarithmic wind profile for Equation
159 (8) and adiabatic profile for Equation (9).

160 All three functions, have been empirically estimated through field measurements and through
161 dimensional analysis:

162 Webb (1970) studied vertical profiles under stable and almost neutral conditions:

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 5.2\zeta \quad (17)$$

163

164 for $\zeta > 0$ and

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 4.5\zeta \quad (18)$$

165

166 for $0 \geq \zeta > -0.03$.

167 Businger et al. (1971) made a wide range analysis from data obtained in Kansas during the
168 summer of 1968. They used a modified von Kármán constant of 0.35 in order to fit their results.

169 Högström (1988) attributed this anomaly to systematic measurement errors. His corrections of
170 the Businger et al. formulas for $\kappa = 0.4$ are:

$$\phi_m = 1 + 6\zeta \quad (19)$$

171

$$\phi_h = 0.95 + 7.8\zeta \quad (20)$$

172

173 for $\zeta \geq 0$ and

$$\phi_m = (1 - 19.3\zeta)^{-0.25} \quad (21)$$

174

$$\phi_h = 0.95(1 - 11.6\zeta)^{-0.5} \quad (22)$$

175

176 for $\zeta < 0$.

177 Dyer (1974) revisited data from Dyer & Hicks (1970) for a wide range of unstable
178 conditions and analyzed stable conditions from different works, like Businger et al. (1971),
179 Crawford (1964) and Webb (1970). His parametrization of similarity functions are:

$$\phi_m = \phi_h = \phi_w = 1 + 5\zeta \quad (23)$$

180

181 for $\zeta \geq 0$ and

$$\phi_m = (1 - 16\zeta)^{-0.25} \quad (24)$$

182

$$\phi_h = \phi_w = (1 - 16\zeta)^{-0.5} \quad (25)$$

183

184 for $\zeta < 0$.

185 Högström (1988) in his work suggests, through empirical analysis, that neutral conditions
186 for ϕ_h show some kind of anomaly, obtaining a value of 0.95 rather than the expected 1. His
187 corrected values, imposing $\phi_h(\zeta = 0) = 1$ are:

$$\phi_h = 1 + 7.8\zeta \quad (26)$$

188

$$\phi_m = 1 + 4.8\zeta \quad (27.a)$$

189 or

$$\phi_m = 1 + 6\zeta \quad (27.b)$$

190 for $\zeta \geq 0$ and

$$\phi_h = (1 - 12\zeta)^{-0.5} \quad (28)$$

191

$$\phi_m = (1 - 19.3\zeta)^{-0.25} \quad (29)$$

192 for $\zeta < 0$.

193 Due to scattered data, ϕ_m of Equations (27) does not have a -unique parametrization under stable
194 conditions.

195 Kader & Yaglom (1990) studied data collected during the summer periods from 1981 to 1987,
196 measured at Tsimlyansk Field Station, near the Caucasian zone of the former USSR. Their analyses
197 were focused on unstable conditions:

$$\phi_m = 2.6\kappa \quad (30)$$

198

$$\phi_h = 2.4\kappa \quad (31)$$

199 for $0 > \zeta \gtrsim -0.04$

200

$$\phi_m = 1.7\kappa\zeta_0^{-\frac{1}{3}} \quad (32)$$

201

$$\phi_h = 1.1\kappa\zeta_0^{-\frac{1}{3}} \quad (33)$$

202

203 for $-0.12 > \zeta \gtrsim -1.2$ and

$$\phi_m = 0.7\kappa\zeta_0^{\frac{1}{3}} \quad (34)$$

204

$$\phi_h = 0.9\kappa\zeta_0^{\frac{1}{3}} \quad (35)$$

205

206 for $-2 \gtrsim \zeta$, where $\zeta_0 = -\frac{\zeta}{\kappa}$

207 Due to the nature of our measurement process, we worked directly with the integral forms
208 of the similarity functions.

209 Ψ_m , Ψ_h and Ψ_w should be 0 under neutral conditions. For non-neutral profiles, and
210 considering that gradient profiles functions proposed by all authors except for Kader & Yaglom
211 have the form $\phi = (1 + \gamma\zeta)^\delta$ for unstable conditions, and $\phi = 1 + \beta\zeta$ for stable conditions, with
212 β , γ and δ constants, Ψ_m is (Garratt, 1992):

$$\Psi_m(\zeta) = 2 \ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-1}}{2}\right) + \ln\left(\frac{1 + \phi_m^{-2}}{2}\right) - 2 \operatorname{atan}(\phi_m^{-1}) + \frac{\pi}{2} \quad (36)$$

213

214 for $\zeta < 0$ and

$$\Psi_m(\zeta) = 1 - \phi_m \quad (37)$$

215

216 for $\zeta \geq 0$.

217 Ψ_h can be evaluated as (Garratt, 1992):

$$\Psi_h(\zeta) = 2 \ln\left(\frac{1 + \phi_h^{-1}}{2}\right) \quad (38)$$

218

219 for $\zeta < 0$ and

$$\Psi_h(\zeta) = 1 - \phi_h \quad (39)$$

220 for $\zeta \geq 0$.

221 Finally, Ψ_w can be written analogously as Ψ_h as:

$$\Psi_w(\zeta) = 2 \ln\left(\frac{1 + \phi_w^{-1}}{2}\right) \quad (40)$$

222

223 for $\zeta < 0$ and

$$\Psi_w(\zeta) = 1 - \phi_w \quad (41)$$

224

225 for $\zeta \geq 0$.

226 ***Bulk transfer coefficients***

227 As mentioned before, we studied the bulk transfer coefficients to quantify transfer
228 relationships. These coefficients allow us to generalize main processes on the air-water interface
229 without high frequency measurements or time series of vertical profile of conservative variables.

230 Drag coefficient C_D can be defined as (Garratt, 1992):

$$C_D = \left(\frac{u_*}{U}\right)^2 \quad (42)$$

231

232 By analogy, heat transfer coefficient C_H can be defined as (Garratt, 1992):

$$\frac{H_0}{\rho c_p} = \overline{w'\theta'} = C_H U (\theta_0 - \theta) \quad (43)$$

233

234 And water vapor transfer coefficient C_W as (Garratt, 1992):

$$\frac{LE_0}{L_v \rho} = \overline{w'q'} = C_W U (q_0 - q) \quad (44)$$

235

236 By replacing Equation (14) on Equation (39), we obtain a direct dependence of C_D from
237 stability (Garratt, 1992; Hicks, 1975):

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta)\right]^2} \quad (45)$$

238

239 By analogy, we can obtain the same dependence for C_H and C_W as (Garratt, 1992; Hicks,
240 1975):

$$C_H = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta)\right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_T}\right) - \Psi_h(\zeta)\right]} \quad (46)$$

241

$$C_w = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m(\zeta) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \Psi_w(\zeta) \right]} \quad (47)$$

242

243 As we notice, both forms of bulk transfer coefficients described by Hicks (1975) and
 244 Garratt (1992) require measurement of turbulent fluxes.

245 Garratt (1992) proposed a parametrization for drag coefficient under neutral conditions
 246 (C_{DN}), by modeling z_0 , as:

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{z}{0.11\nu}\right) \right]^2} \quad (48)$$

247

248 for smooth surfaces, and

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln\left(\frac{zg}{\alpha_c u_*^2}\right) \right]^2} \quad (49)$$

249

250 for rough surfaces, where α_c is the Charnock's constant.

251 Also, he mentioned two simple parametrization of C_{DN} , following a polynomial form:

$$C_{DN} = (a_1 + b_1 U_{10}) \cdot 10^{-3} \quad (50)$$

252

$$C_{DN} = a_2 U_{10}^{b_2} \cdot 10^{-3} \quad (51)$$

253

254 where u_{10} is the wind velocity at 10 m over the surface. Coefficients a_1 , a_2 , b_1 and b_2 are empirical
 255 constants. According to Garratt (1992) this constants are- $a_1 = 0.75$, $a_2 = 0.51$, $b_1 = 0.067$ and
 256 $b_2 = 0.46$.

257 Garratt (1992) suggests similar parametrizations for heat and water transfer coefficients
 258 as well (C_{HN} and C_{WN} respectively). Empirical data shows that both values are constant:

$$C_{HN} = C_{WN} \approx 1.1 \cdot 10^{-3} \quad (52)$$

259

260 Hicks (1972), as result of some empirical data, proposed parametrizations for C_H and C_W

261 as:

$$C_H = \frac{\kappa \sqrt{C_{D10}}}{\ln \left(1 + \frac{\kappa u_* z}{D_H} \right)} \quad (53)$$

262

$$C_W = \frac{\kappa \sqrt{C_{D10}}}{\ln \left(1 + \frac{\kappa u_* z}{D_W} \right)} \quad (54)$$

263

264 where D_H and D_W are the molecular diffusivities for heat and water on air ($1.9 \cdot 10^{-5}$ and

265 $2.82 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ respectively), and C_{D10} is the drag coefficient calculated at $z = 10 \text{ m}$.

266 Liu et al. (1979) estimated values for all three coefficients with data from fluxes above the

267 sea:

$$C_D = (0.63 + 0.066 U_{10}) \cdot 10^{-3} \quad (55)$$

268

269 In this case, C_D has the same form that Equation (47). Liu et al. (1979) also suggest to

270 replace the values of θ_0 and q_0 of Equations (40) and (41) for T_w and q_{T_w} respectively, where q_{T_w}

271 is saturation humidity at temperature T_w .

272

273 ***Roughness scaling lengths***

274 From Equations (14), (15) and (16) we observe that integration of vertical profiles is valid

275 for the surface atmospheric layer. This does not include the viscous sublayer or the effects of

276 roughness.

277 By mathematical definition, aerodynamic roughness length z_0 is the height where U is

278 zero. It is defined by imposing neutral conditions to the vertical profile of wind speed (Garratt,
279 1992):

$$z_0 = ze^{-\frac{\kappa U(z)}{u_*}} \quad (56)$$

280

281 This formulation requires that z to be constant and can be applied only under neutral
282 conditions. In both campaigns, if the atmospheric condition was neutral, the wind speed induced
283 waves and wavelets, thus making z non constant. To overcome this issue, we modeled z_0
284 following the parametrization for aerodynamically rough flow of Charnock, (1955)

286 from measurements of wind stress over the sea as:

$$z_0 = \frac{\alpha_c u_*^2}{g} \quad (57)$$

287

288 The coefficient α_c was computed through optimization of the adjustment of the similarity
289 functions of momentum, by using the Skill Index (Willmott, 1981):

$$SI = 1 - \frac{\sum |V_{mod} - V_{obs}|^2}{\sum (|V_{mod} - \overline{V_{obs}}| + |V_{obs} - \overline{V_{obs}}|)^2} \quad (58)$$

290 were V_{mod} and V_{obs} are modeled and observed variables respectively. In this case, we compared
291 the measured shear velocity u_* with its parametrization through drag coefficient as

$$u_*^2 = C_D U^2 \quad (59)$$

292 with C_D defined for every one of the parametrizations of the similarity functions.

295 For flows over rough surface, Garratt derived the expressions to roughness scaling length
296 of temperature (z_T) and humidity (z_q) as:

$$\ln\left(\frac{z_0}{z_T}\right) = 2.48Re_*^{0.25} - 2 \quad (60)$$

297

$$\ln\left(\frac{z_0}{z_q}\right) = 2.28Re_*^{0.25} - 2 \quad (61)$$

298

300 Hicks (1975) also proposed a parametrization of those values, as a relation between
301 molecular diffusivities and roughness scaling lengths:

$$z_T \approx \frac{D_H}{\kappa u_*} \quad (62)$$

302

$$z_q \approx \frac{D_W}{\kappa u_*} \quad (63)$$

303

304 **Results**

305 *Atmospheric variables*

306 The main variables are shown on Figure 3.

307 Wind speed (Figure 3.A) shows a well-defined cycle, varying from calm periods (between
308 0.4 to 1.2 ms^{-1}) from nightfall until noon, to notably windy periods in the afternoon, when wind
309 speed reaches values over 12 ms^{-1} .

310 Air and water temperatures have cycles defined by short wave radiation (heating in the
311 morning, cooling in the night) and wind speed, which is evident in the afternoon, when
312 temperature decreases smoothly (Figure 3.B).

313 Latent heat was observed to be significantly higher than sensible heat most of the time
314 during both campaigns, as expected for this kind of environment (Figure 3.D) (de la Fuente &
315 Niño, 2010). Both heat fluxes are heavily modulated by wind speed.

316 For ζ we have two main atmospheric forcings: wind speed, that influences stability
317 through shear stress (expressed as shear velocity u_*) and short wave radiation, that highly affects

318 the Surface Energy Balance (SEB) and, by extension, the turbulent flux of heat, $\overline{w'\theta'}$. Since cycles
319 of wind speed and short wave radiation are not coupled (Figure 3.A and 3.C), significant
320 variations of the atmospheric stability is observed along the day (Figure 4).

321 ***Roughness scaling lengths***

322 Figure 5 shows the results of the optimization process, which indicates that for an SI value
323 of 0.8956 we obtained a coefficient of Charnock of $\alpha_c = 0.1728$, an order higher than common
324 values (Garratt, 1992).

325 With z_0 obtained, we computed the Reynolds roughness number as

$$Re_* = \frac{u_* z_0}{\nu} \quad (64)$$

326 that considers that the surface is aerodynamically rough for $Re_* > 2$ and smooth if $Re_* < 0.11$
327 (Garratt, 1992). As shown on Figure 6, most of time Re_* was higher than 0.11. For simplicity we
328 considered that the surface behaves like aerodynamically rough.

329

330 We compared time series of roughness scaling lengths for temperature and humidity
331 parametrized following Garratt (1992) and Hicks (1975). Parametrizations for roughness scaling
332 length of temperature are shown on Figure 7 while parametrizations for scaling length of
333 humidity are shown on Figure 8.

334

335 ***Similarity functions***

336 To analyze the similarity functions, we compared time series of turbulent fluxes measured
337 with their respective parametrizations based on bulk transfer coefficients, like we did before on
338 the calculation of α_c . Similarity functions of temperature transfer were evaluated through
339 Equations (41) and (43) while similarity functions of humidity transfer were analyzed comparing

340 Equations (42) and (44). Comparisons are shown on Figures 9 to 11 and results of SI are shown
341 on Table 2

342 ***Bulk transfer coefficients***

343 We quantified the effect of atmospheric stability on the bulk transfer coefficients
344 contrasting the coefficients with their neutral counterparts, imposing $\Psi = 0$ on Equations (42) to
345 (44) (Figures 12, 14 and 16).

346 At the same time, we compared the neutral bulk transfer coefficients with the modeled
347 versions (Figures 13, 15 and 17) for both campaigns separately.

348 **Discussion**

349 ***Main Atmospheric Forcings***

350 As shown in Figure 3.A, wind speed is the main atmospheric forcing of the system. High
351 wind speed values (in the afternoon) generate mixing on the atmospheric surface layer, bringing
352 cooler and dryer air parcels near the water surface, increasing evaporation by changing the local
353 saturation of water on air, and dissipating heat. Both phenomena are evidenced through the
354 strong dependence of sensible and latent heat on wind speed (Figure 3.D)

355 Wind speed also affects the water layer: momentum is transferred from air through the
356 water, which creates a turbulent flow that mixes the water and resuspends the sediment (de la
357 Fuente, 2014).

358 The second main forcing is short wave radiation. During the morning, it increases the
359 temperature of the surface of the lagoon, which is traduced into an increment of the sensible and
360 latent heat. This also actively heats the lower air parcels, increasing the effect of buoyancy, thus
361 affecting the atmospheric stability. Additionally, it warms the upper layer of sediments,

362 transferring this heat to lower layers. Later in the night, the stored heat on the sediments is
363 released to the water, avoiding higher oscillations of the water temperature (de la Fuente, 2014).

364 The combined effect of both atmospheric forcings (wind speed and short wave radiation)
365 rules over the atmospheric stability (Figure 4). As mentioned before, during the morning, short
366 wave radiation induces instability. As wind speed increases, the shear stress begins to dissipate
367 turbulent kinetic energy, reducing instability. Through the afternoon, both effects (dissipation of
368 TKE and buoyancy) reach an equilibrium that creates a neutral state of atmospheric stability.
369 Later at night, as both forcings decrease, the TKE dissipates, making the atmospheric stability to
370 oscillate between neutrality and stable states. On the absence of both, the liberation of heat by
371 cooling of the surface creates instability.

372 ***Similarity Functions***

373 As we can observe on Figure 9, there is a good adjustment on the similarity functions of
374 wind velocity profile for both campaigns, yet there is some underestimation of modeled shear
375 velocity for small values, being this tendency clear on data from May of 2016.

376 About similarity functions for temperature profiles, their evaluation shows an unbiased
377 dispersion proportional to $H_0\rho^{-1}C_p^{-1}$ for the October-November campaign (Figure 10.A) and a
378 biased dispersion for the May of 2016 campaign (Figure 10.B), that presents an underestimation
379 on modeling when there is unstable atmospheric conditions (negative values on the Figure 10)
380 and overestimation under stable conditions (positive values).

381 Finally, analysis of similarity functions for humidity profiles indicates that all evaluated
382 functions present a better adjustment overall, showing underestimation of modeling for lower
383 values of $LE_0\rho^{-1}L_v^{-1}$ (Figure 11).

384 All evaluations of the adjustment of similarity functions are quantified through Skill Index
385 (Table 2). According to this results, under stable conditions we recommend using the

386 parametrization of Businger et al. (1971) for wind velocity profile and Webb (1970) for
387 temperature and humidity profiles. Under unstable conditions we recommend using Dyer (1974)
388 for all three vertical profiles.

389 ***Bulk transfer coefficients***

390 As we expected, neutral bulk transfer coefficients underestimate the real values of bulk
391 transfer coefficients for unstable conditions (Figures 12.A, 14.A and 16.A) and overestimate the
392 values for stable conditions (Figures 12.B, 14.B and 16.B). Evidently, the higher absolute values of
393 ζ , the higher the dispersion will be.

394 Neutral drag coefficients computed following Garratt (1992) (Equations (47) and (48))
395 and Liu et al. (1979) (Equation(49)) show a poorly performance against the drag coefficient with
396 an imposed neutral conditions (C_{DN} , Figure 13). All three parametrizations are strictly dependent
397 of wind speed and were calibrated empirically at the air-sea interface.

398 Using the definition of C_D (Equation (39)) we propose a new parametrization of the drag
399 coefficients (Figure 18). Our suggested parametrization is:

$$C_{D_{mod}} = \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right)^2 = 2.0947 \cdot 10^{-3} \quad (64)$$

400
401 U_{10} and u_* in [ms^{-1}]. This particular parametrization does not presents a dependence of U_{10} .

402 Neutral heat transfer coefficient (C_{HN}) and neutral water vapor transfer coefficient (C_{WN})
403 were better represented by Hicks' equations (Equations (50) and (51) respectively) rather than
404 Garratt's estimation (Figures 15 and 17). The model of Hicks (1972) includes molecular and
405 turbulent processes.

406 Analogously to the drag coefficient, we estimated new parametrizations to both bulk
407 transfer coefficients, using Equations (40) and (41) (Figures 19 and 20). Our suggested

408 parametrization for heat transfer is:

$$\frac{H_0}{\rho c_p} = 1.7634 \cdot 10^{-3}(\theta_0 - \theta) \quad (65)$$

409

410 U_{10} must be in [ms^{-1}] and temperature in [$^{\circ}C$] or [K].

411 Our parametrization for water vapor transfer is:

$$\frac{LE_0}{\rho L_v} = 1.6314 \cdot 10^{-3}U_{10}(q_0 - q_{10}) \quad (66)$$

412

413 U_{10} must be in [ms^{-1}].

414 ***Roughness scaling lengths***

415 About Charnock coefficient, optimization process of the adjustment of the coefficient for
416 every similarity function yielded a coefficient at least ten times higher than common values
417 (Garratt, 1992). Even with this value, the analysis of the similarity functions shows that exist an
418 underestimation for lower values of u_* . This topic requires further study due most of research
419 about drag coefficients at air-water interface were based on sea or deeper water bodies than our
420 study site.

421 Computed roughness Reynolds number (Re_*) indicates that most of the time we had
422 aerodynamic rough flow on the surface, despite the presence of ice over the night. This roughness
423 is explained due to the shallowness of the lagoon, as we mentioned before. High wind speed and
424 low depth of the lagoon induce short and fast waves and wavelets over the surface, increasing the
425 aerodynamic roughness length (z_0) and, by extension, Re_* .

426 Roughness scaling lengths for temperature (z_T) and humidity (z_q) were studied
427 comparing the parametrizations from Garratt (1992) (Equations (57) and (59) for z_T , Equations
428 (58) and (60) for z_q) and with Hicks (1975) (Equation (62) for z_T and (63) for z_q). Since there are

429 not explicit values of z_T or z_q we could not verify the performance of those models. Our results on
430 bulk transfer coefficients show that Garratt's equations, that include molecular and turbulent
431 processes, could be a better approximation of those scaling lengths.

432 ***Final discussion***

433 As we mentioned before, there is a significant lack of studies of *salars*. Furthermore, few
434 studies focus on intraday variations of atmospheric stability or turbulent fluxes over shallow
435 lagoons.

436 Lack of data does not allow a proper estimation of stability, since isolation and extreme
437 meteorological conditions reduce the length of campaigns, but despite these inconveniences,
438 similarity functions could be evaluated. In this regard, our results are not conclusive. Even more,
439 all studies about similarity functions are not conclusive for all type of surface, so our results on
440 this subject must be considered a suggestion rather than a concrete formulation.

441 Bulk transfer coefficients and roughness scaling lengths are an example of the lack of
442 studies of these subjects on extremely shallow lakes. Drag coefficient and aerodynamic roughness
443 length are highly dependent of momentum transfer between air and water. Shallowness
444 influences directly the momentum on water due to dissipation of this, produced by the non-slip
445 condition imposed by the sediments. As we mentioned before, a different type of wind-generated
446 waves occurs on this kind of shallow systems, which invalidates many assumptions of
447 parametrized models.

448 Finally, our suggested parametrizations for momentum, heat and water transfer
449 (Equations (64), (65) and (66)) could allow the obtaining of more data from *salars* and shallow
450 lakes in general, since it simplifies turbulent fluxes. Evidently, more data is required to confirm
451 our assumptions.

452

454 **References**

- 455 Aubinet, M., Vesala, T., & Papale, D. (Eds.). (2012). *Eddy Covariance*. Dordrecht: Springer
456 Netherlands. <https://doi.org/10.1007/978-94-007-2351-1>
- 457 Baldocchi, D. D., Hicks, B. B., & Meyers, T. P. (1988). Measuring Biosphere- Atmosphere Exchanges
458 of Biologically Related Gasses with Micrometeorological methods. *Ecology*, 69(5), 1331–1340.
459 <https://doi.org/10.2307/1941631>
- 460 Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., & Bradley, E. F. (1971). Flux-Profile Relationships in the
461 Atmospheric Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*.
462 [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2)
- 463 Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological*
464 *Society*, 81(350), 639–640. <https://doi.org/10.1002/qj.49708135027>
- 465 Crawford, T. V. (1964). Moisture transfer in free and forced convection, 18–27.
- 466 de la Fuente, A. (2014). Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water
467 column in a shallow salty lagoon. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, 119(4),
468 596–613. <https://doi.org/10.1002/2013JG002413>
- 469 de la Fuente, A., & Niño, Y. (2010). Temporal and spatial features of the thermohydrodynamics of
470 shallow salty lagoons in northern Chile. *Limnology and Oceanography*, 55(1), 279–288.
471 <https://doi.org/10.4319/lo.2010.55.1.0279>
- 472 Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 7(3), 363–
473 372. <https://doi.org/10.1007/BF00240838>
- 474 Dyer, A. J., & Hicks, B. B. (1970). Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quarterly*
475 *Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(410), 715–721.
476 <https://doi.org/10.1002/qj.49709641012>
- 477 Garratt, J. R. (1992). *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge: Cambridge University Press.

- 478 Herrera, V., De Gregori, I., & Pinochet, H. (2009). Assessment of trace elements and mobility of
479 arsenic and manganese in Lagoon sediments of the Huasco and Coposa salt flats, Chilean
480 altiplano. *Journal of the Chilean Chemical Society*, 54(4), 454–459.
481 <https://doi.org/10.4067/S0717-97072009000300017>
- 482 Hicks, B. B. (1972). Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of
483 different sizes. *Boundary-Layer Meteorology*, 3(2), 201–213.
484 <https://doi.org/10.1007/BF02033919>
- 485 Hicks, B. B. (1975). A procedure for the formulation of bulk transfer coefficients over water.
486 *Boundary-Layer Meteorology*, 8(1968), 515–524. <https://doi.org/10.1007/BF02153568>
- 487 Högström, U. (1988). Nondimensional wind and temperature profiles. *Boundary-Layer*
488 *Meteorology*, 42(1), 55–78.
- 489 Kader, B. A., & Yaglom, A. M. (1990). Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified
490 turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 212, 637–662.
491 <https://doi.org/10.1017/S0022112090002129>
- 492 Leppäranta, M. (2015). *Freezing of lakes and the evolution of their ice cover. Freezing of Lakes and*
493 *the Evolution of their Ice Cover*. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-29081-7>
- 494 Liu, W. T., Katsaros, K. B., & Businger, J. A. (1979). Bulk parameterization of air-sea exchanges of
495 heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *Journal of the*
496 *Atmospheric ...*. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1979\)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<1722:BPOASE>2.0.CO;2)
- 497 Monin, A. S., & Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the
498 atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 24(151), 163–187.
- 499 Muñoz, J. (2009). *Levantamiento hidrogeológico para el desarrollo de nuevas fuentes de agua en*
500 *áreas prioritarias de la zona norte de Chile, Regiones XV, I, II y III. Etapa II*.
- 501 Obukhov, A. M. (1971). Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Boundary-*

502 *Layer Meteorology*, 2(1), 7–29. <https://doi.org/10.1007/BF00718085>

503 Panofsky, H. A. (1963). Determination of stress from wind and temperature measurements.
504 *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 89(379), 85–94.
505 <https://doi.org/10.1002/qj.49708937906>

506 Risacher, F., Alonso, H., & Salazar, C. (2003). The origin of brines and salts in Chilean salars: A
507 hydrochemical review. *Earth-Science Reviews*, 63(3–4), 249–293.
508 [https://doi.org/10.1016/S0012-8252\(03\)00037-0](https://doi.org/10.1016/S0012-8252(03)00037-0)

509 Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Book* (Vol. 13).
510 <https://doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8>

511 Vega, A. (2016). *Balance hídrico de la cuenca del Salar del Huasco mediante modelo hidrológico de*
512 *simulación TOPMODEL usando información de reanálisis atmosférico*. Universidad de Chile.

513 Verma, S. B. (1990). Micrometeorological methods for measuring surface fluxes of mass and
514 energy. *Remote Sensing Reviews*, 5(September 2012), 99–115.
515 <https://doi.org/10.1080/02757259009532124>

516 Webb, E.K.; Pearman, G.I; Leuning, R. (1980). Correction of flux measurements for density effects
517 due to heat and water vapour transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
518 <https://doi.org/10.1002/qj.49710644707>

519 Webb, E. K. (1970). Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability.
520 *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(407), 67–90.
521 <https://doi.org/10.1002/qj.49709640708>

522 Willmott, C. J. (1981). On the validation of models. *Physical Geography*, 2(August 2014), 37–41.
523 <https://doi.org/10.1080/02723646.1981.10642213>

524 Wyngaard, J. C., & Cote, O. R. (1971). The budgets of turbulent kinetic energy and temperature
525 variance in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*.

526 [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0190:TBOTKE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0190:TBOTKE>2.0.CO;2)

527

528

529 **Figure captions**

530 Figure 1: Location of Salar del Huasco, region of Tarapacá, Northern Chile ($20^{\circ}19'40''S$,
531 $68^{\circ}51'25''W$) (A) and measurement site for both campaigns in Salar del Huasco (late October
532 2015 and May 2016) (B). Source: Google Earth.

533

534 Figure 2: Deployment of the sonic anemometer (right end of the lower tube) and the standard
535 meteorological station. May of 2016.

536

537 Figure 3: Measured time series of A) wind speed, B) air and water temperatures, C) short wave
538 radiation (H_{sw} , orange line) and net radiation (NR, purple line), and D) heat turbulent fluxes:
539 sensible heat (H_0 , red line) and latent heat (LE_0 , light blue line), for both campaigns. Solid lines
540 represent data from late October of 2015 campaign, dotted lines are from May of 2016 campaign.

541

542 Figure 4: Dimensionless parameter of Monin-Obukhov (ζ , red dots) for A) October-November of
543 2015 and B) May of 2016. Blue shaded areas represent stable conditions, orange areas represent
544 unstable conditions and light red represent unstable conditions tending to free convection.

545

546 Figure 5: Roughness Reynolds number for October-November of 2015 campaign (A) and May of
547 2016 campaign (B). Green area represents flow over rough surface and light blue area represents
548 flow over smooth surface.

549

550 Figure 6: Estimation of Charnock coefficient through analysis of non-stable momentum transfer.

551

552 Figure 7: Time series of modeled z_T according to Garratt (1992) and Hicks (1975) for both

553 campaigns.

554

555 Figure 8: Time series of modeled z_q according to Garratt (1992) and Hicks (1975) for both

556 campaigns.

557

558 Figure 9: Evaluation of similarity functions for momentum transfer on data from A) October-

559 November of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

560

561 Figure 10: Evaluation of similarity functions for heat transfer on data from A) October-November

562 of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

563

564 Figure 11: Evaluation of similarity functions for water vapor transfer on data from A) October-

565 November of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

566

567

568 Figure 12: Comparison between drag coefficient (C_D) and neutral drag coefficient ($C_{(D_N)}$) for

569 unstable and stable atmospheric conditions (A and B respectively).

570

571 Figure 13: Neutral drag coefficients parametrized for October-November of 2015 (A) and May of

572 2016 campaigns (B)

573

574 Figure 14: Comparison between heat transfer coefficient (C_H) and neutral heat transfer

575 coefficient ($C_{(H_N)}$) for unstable and stable atmospheric conditions (A and B respectively).

576

577

578 Figure 15: Neutral heat transfer coefficients parametrized for October-November of 2015 (A) and
579 May of 2016 campaigns (B)

580

581 Figure 16: Comparison between water vapor transfer coefficient (C_W) and neutral water vapor
582 transfer coefficient ($C_{(W_N)}$) for unstable and stable atmospheric conditions (A and B
583 respectively).

584

585 Figure 17: Neutral water vapor transfer coefficients parametrized for October-November of 2015
586 (A) and May of 2016 campaigns (B)

587

588 Figure 18: Correlation between wind speed and shear velocity for both campaigns

589

590 Figure 19: Estimation of heat transfer coefficient for both campaigns

591

592 Figure 20: Estimation of humidity transfer coefficient for both campaigns

593

594 **Table captions**

595 Table 1: Installation detail for the sonic anemometer and the standard meteorological station for
596 both campaigns.

597

598 Table 2: Skill Index evaluated for each similarity function under stable and unstable atmospheric
599 conditions.

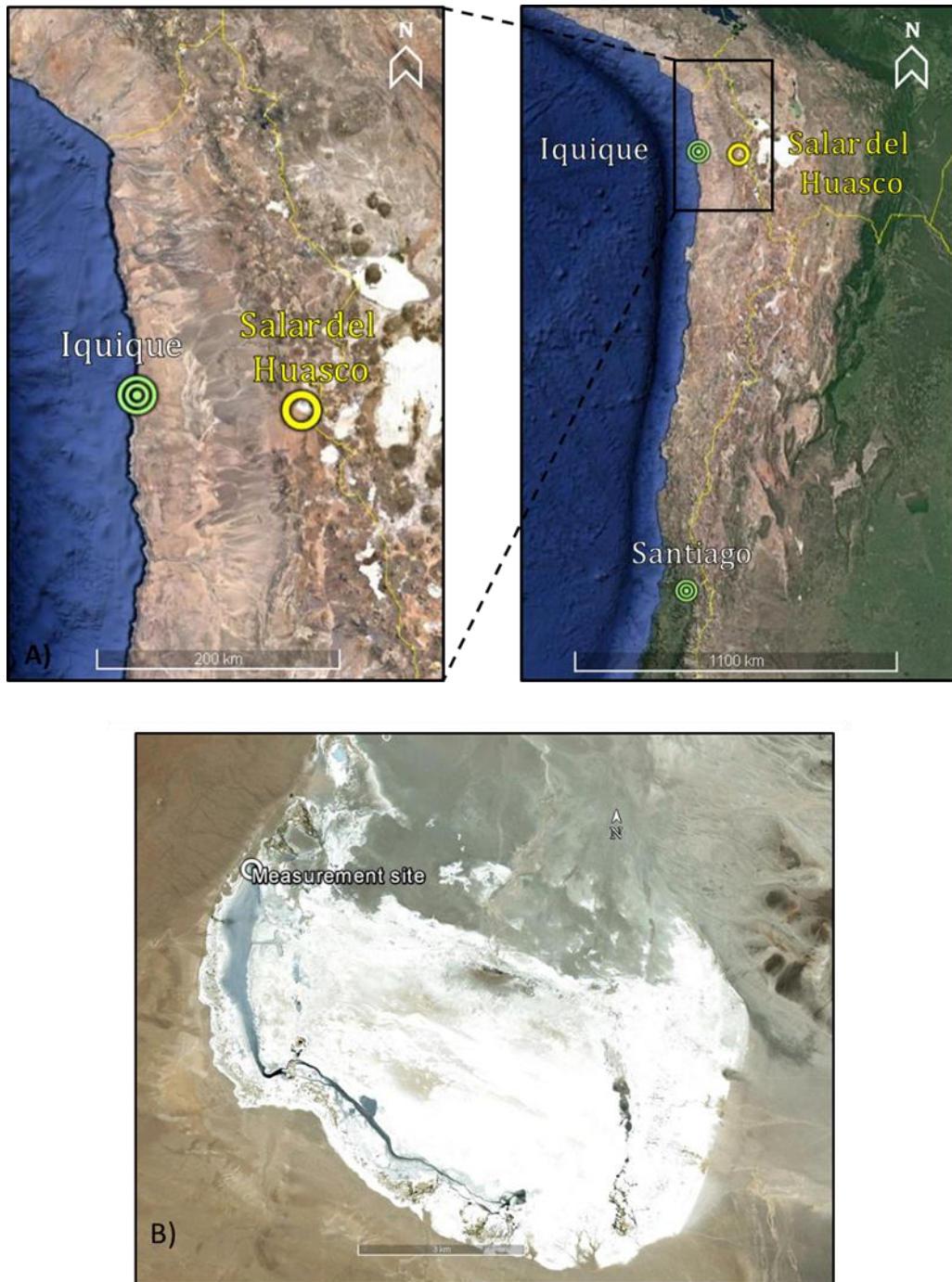


Figure 1: Location of Salar del Huasco, region of Tarapacá, Northern Chile ($20^{\circ}19'40''\text{S}$, $68^{\circ}51'25''\text{W}$) (A) and measurement site for both campaigns in Salar del Huasco (late October 2015 and May 2016) (B). Source: Google Earth

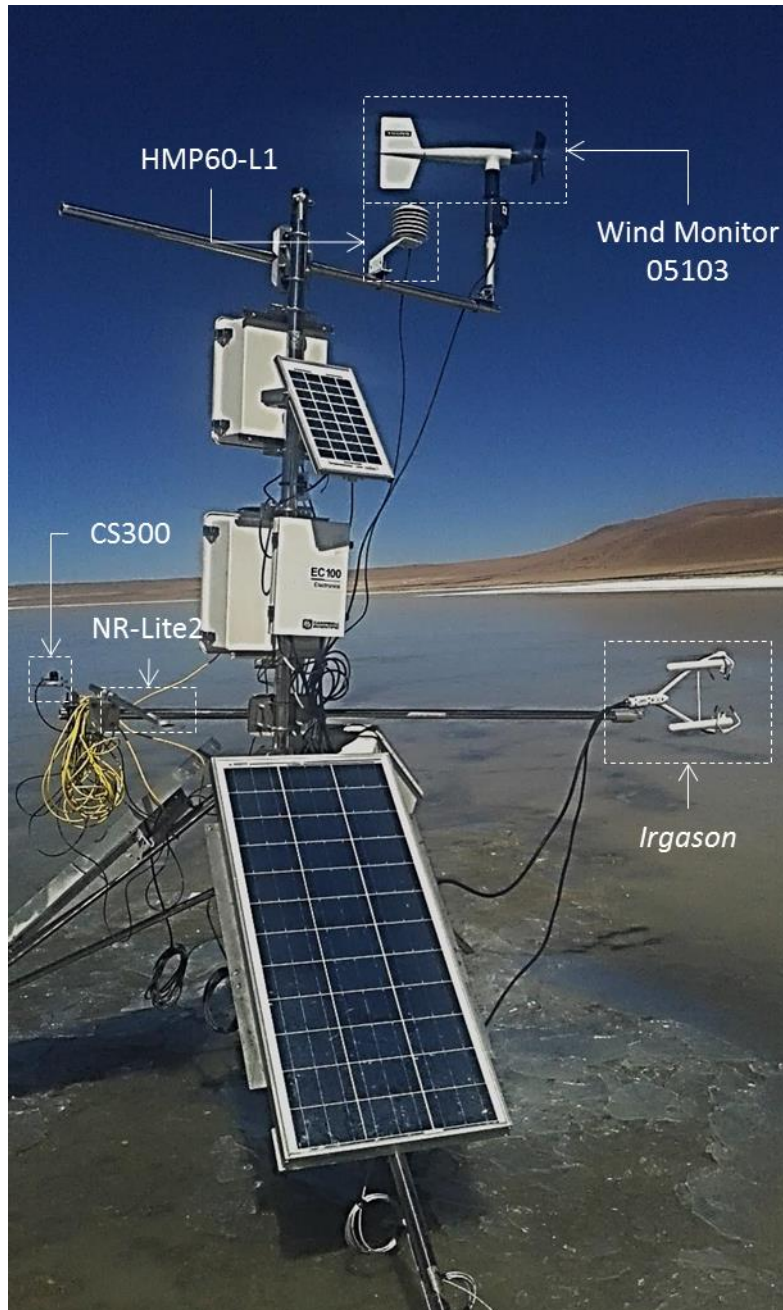


Figure 2: Deployment of the sonic anemometer (right end of the lower tube) and the standard meteorological station. May of 2016

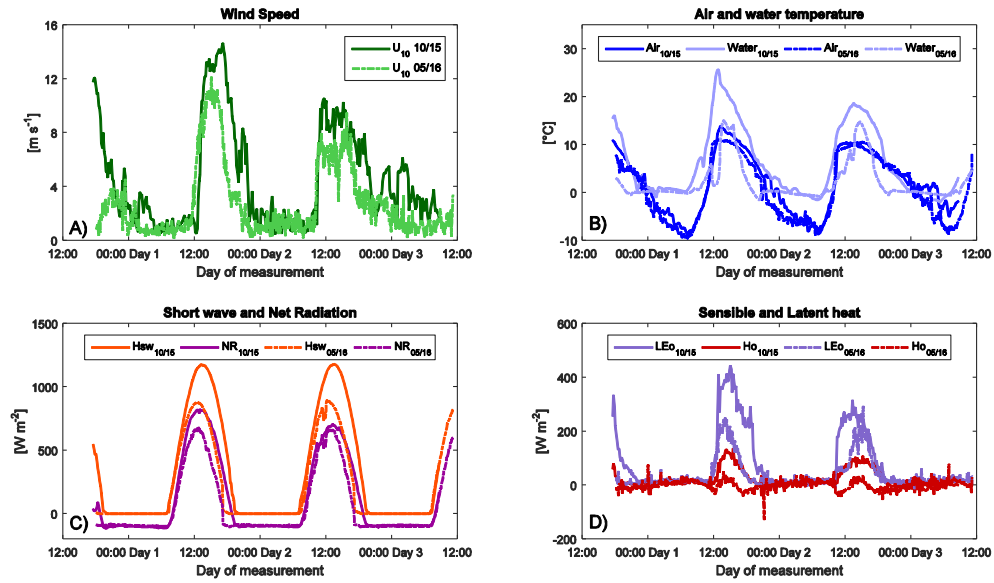


Figure 3: Measured time series of A) wind speed, B) air and water temperatures, C) short wave radiation (H_{sw} , orange line) and net radiation (NR , purple line), and D) heat turbulent fluxes: sensible heat (H_0 , red line) and latent heat (LE_0 , light blue line), for both campaigns. Solid lines represent data from late October of 2015 campaign, dotted lines are from May of 2016 campaign.

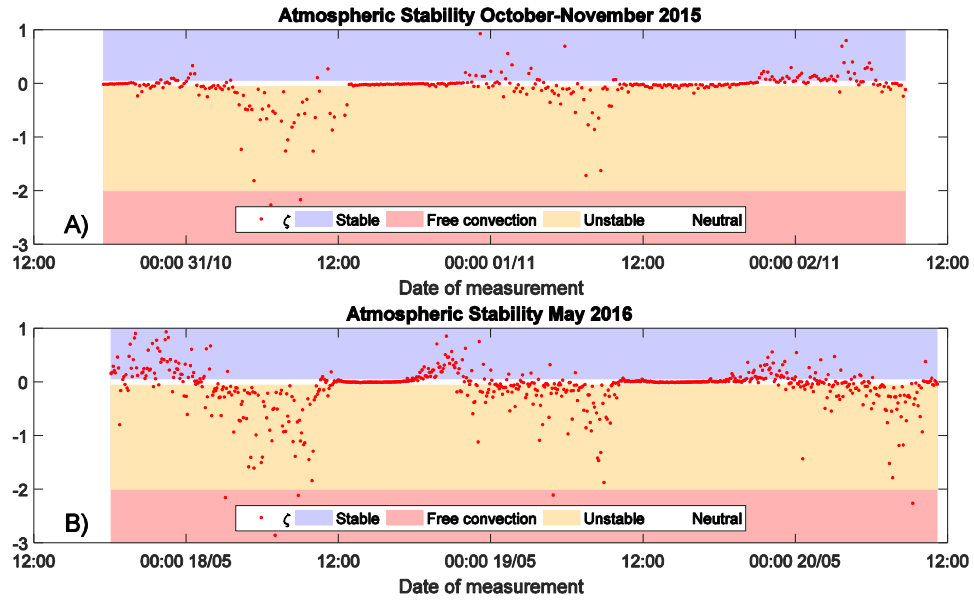


Figure 4: Dimensionless parameter of Monin-Obukhov (ζ , red dots) for A) October-November of 2015 and B) May of 2016. Blue shaded areas represent stable conditions, orange areas represent unstable conditions and light red represent unstable conditions tending to free convection.

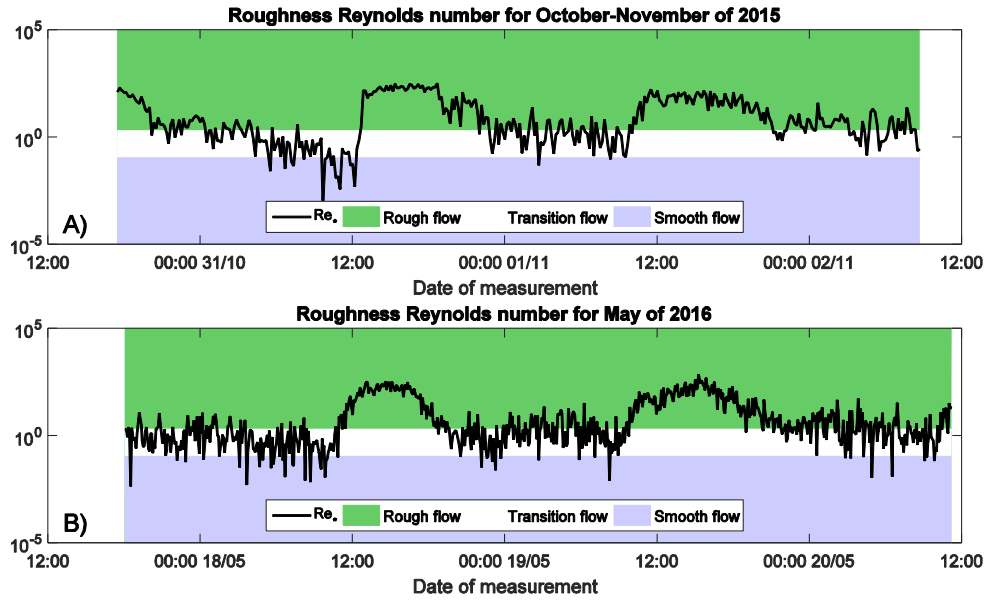


Figure 5: Roughness Reynolds number for October-November of 2015 campaign (A) and May of 2016 campaign (B). Green area represents flow over rough surface and light blue area represents flow over smooth surface.

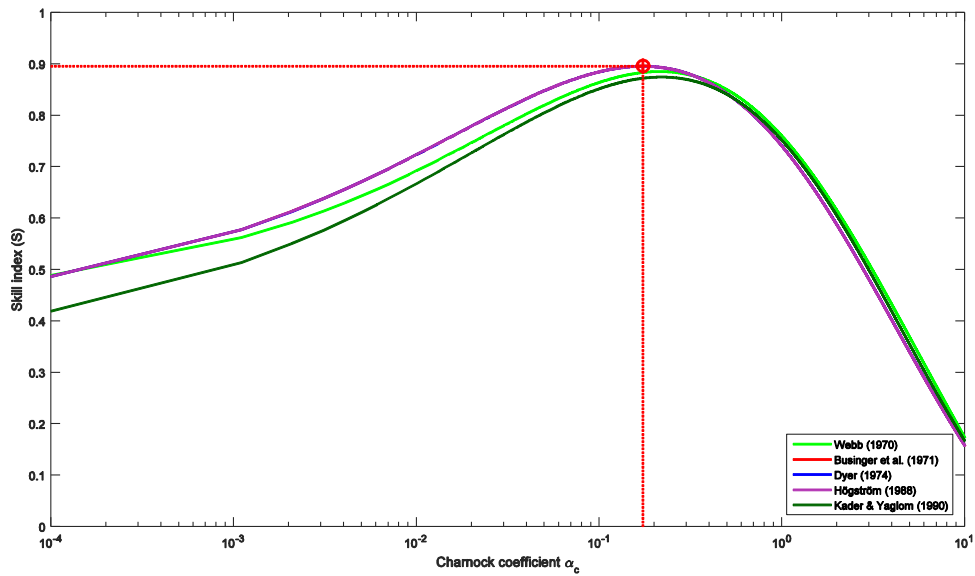


Figure 6: Estimation of Charnock coefficient through analysis of non-stable momentum transfer.

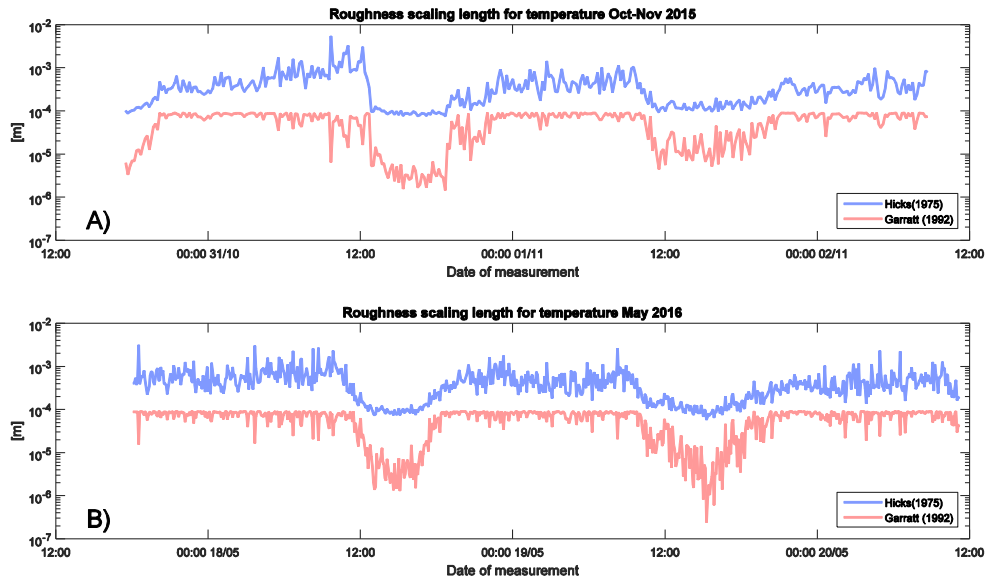


Figure 7: Time series of modeled z_T according to Garratt (1992) and Hicks (1975) for both campaigns.

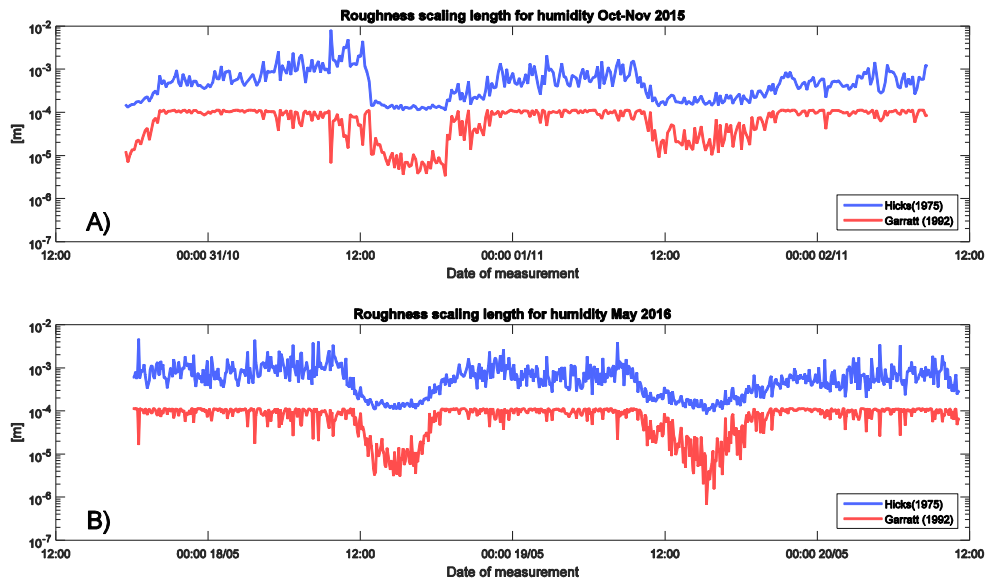


Figure 8: Time series of modeled z_q according to Garratt (1992) and Hicks (1975) for both campaigns.

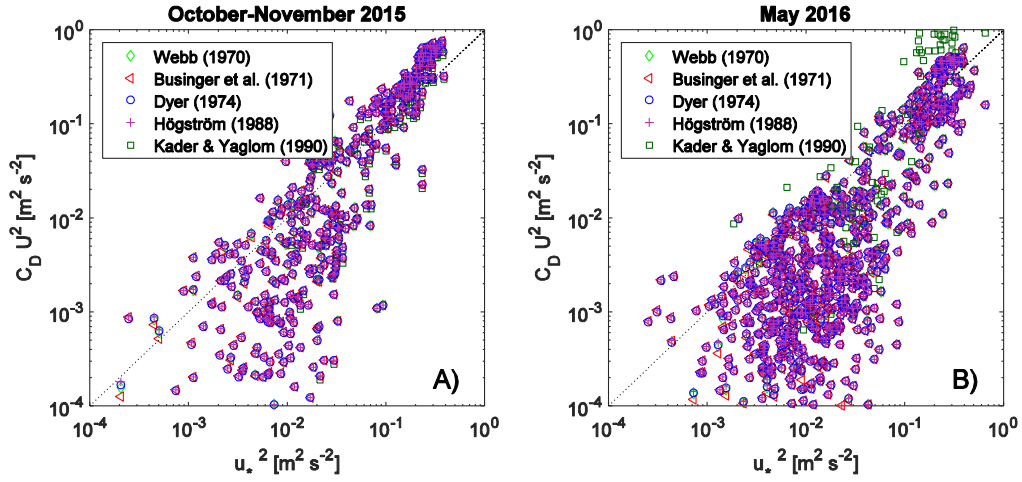


Figure 9: Evaluation of similarity functions for momentum transfer on data from A) October-November of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

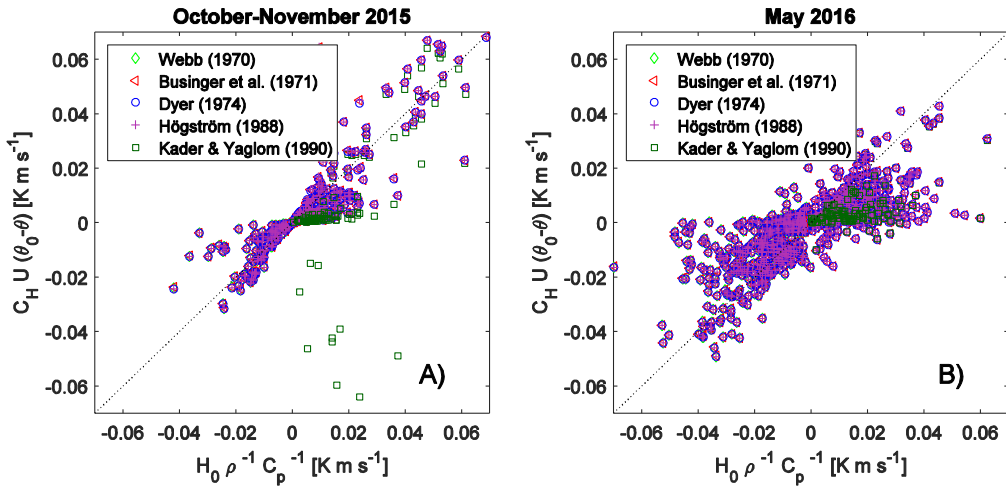


Figure 10: Evaluation of similarity functions for heat transfer on data from A) October-November of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

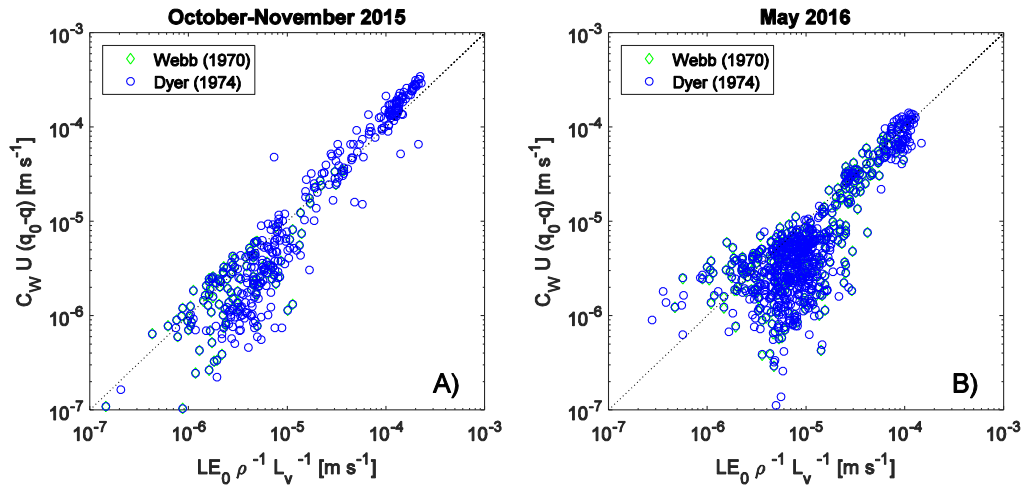


Figure 11: Evaluation of similarity functions for water vapor transfer on data from A) October-November of 2015 and B) May of 2016 campaigns.

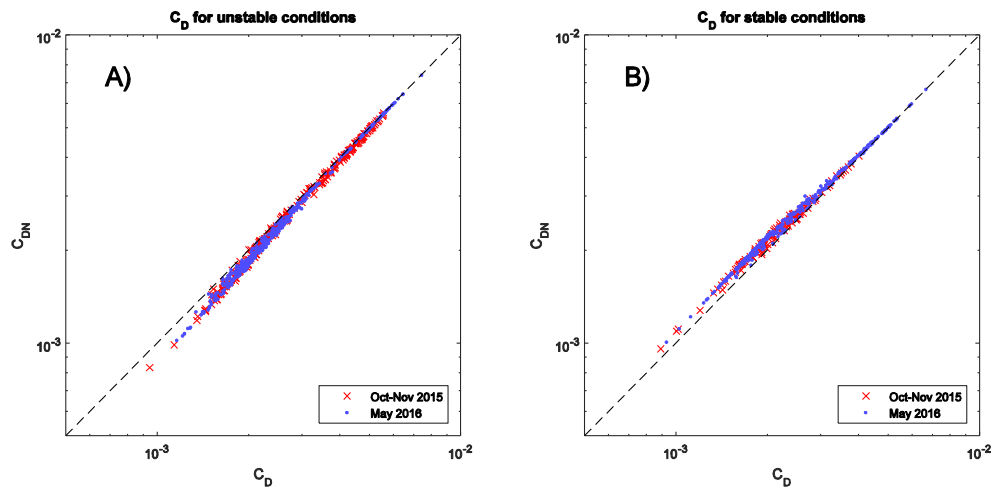


Figure 12: Comparison between drag coefficient (C_D) and neutral drag coefficient (C_{D_N}) for unstable and stable atmospheric conditions (A and B respectively).

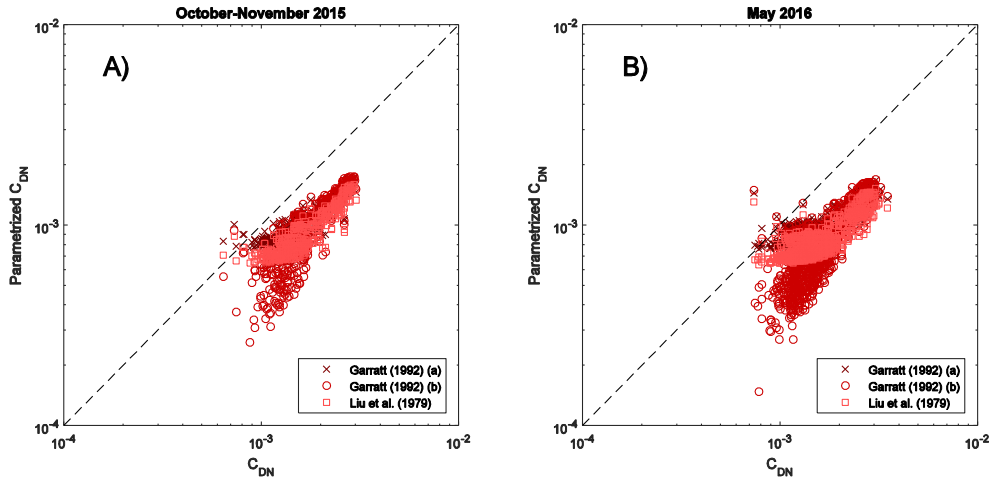


Figure 13: Neutral drag coefficients parametrized for October-November of 2015 (A) and May of 2016 campaigns (B)

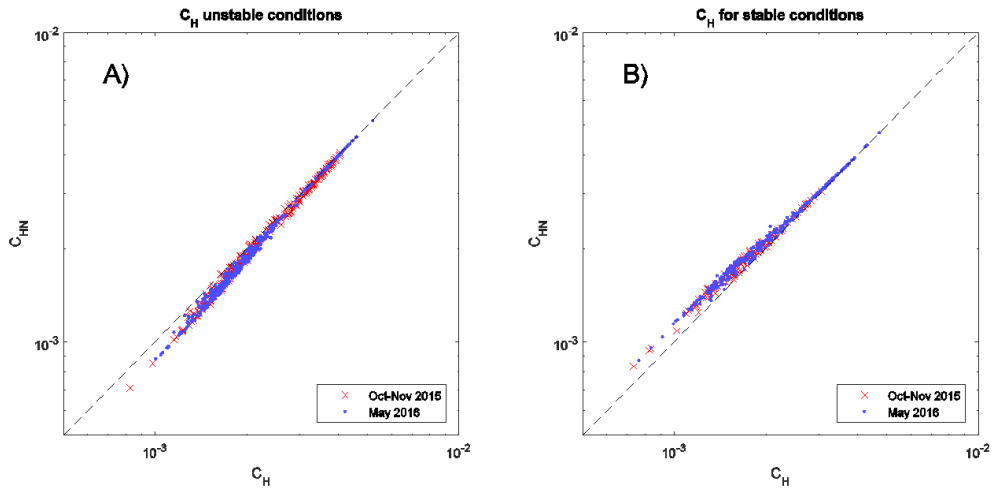


Figure 14: Comparison between heat transfer coefficient (C_H) and neutral heat transfer coefficient (C_{H_N}) for unstable and stable atmospheric conditions (A and B respectively).

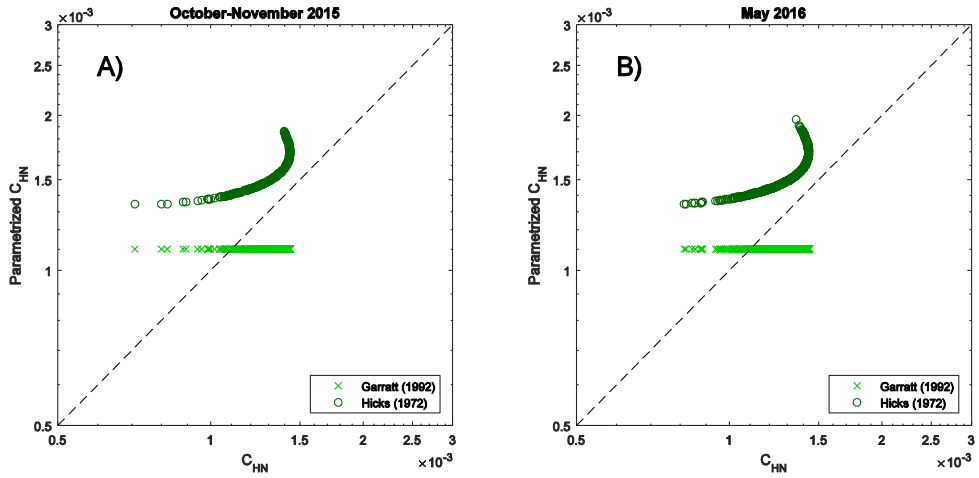


Figure 15: Neutral heat transfer coefficients parametrized for October-November of 2015 (A) and May of 2016 campaigns (B)

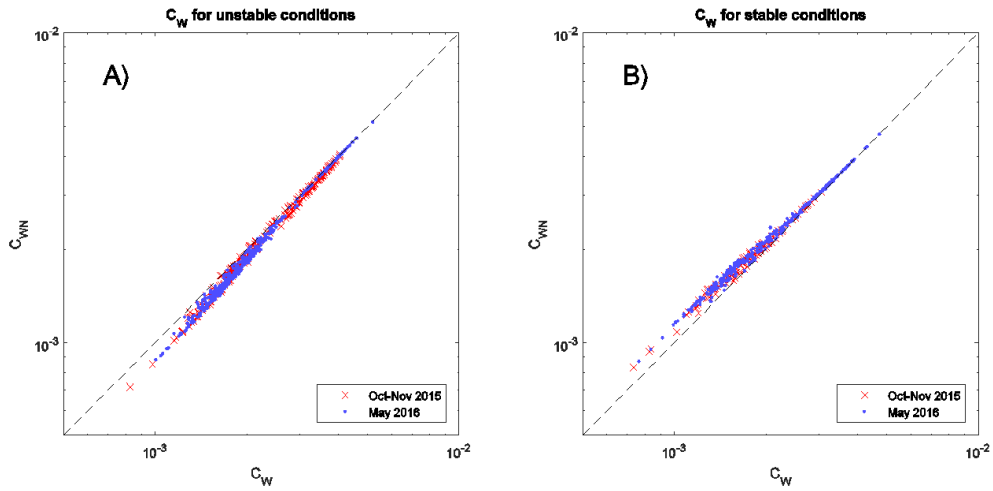


Figure 16: Comparison between water vapor transfer coefficient (C_W) and neutral water vapor transfer coefficient (C_{WN}) for unstable and stable atmospheric conditions (A and B respectively).

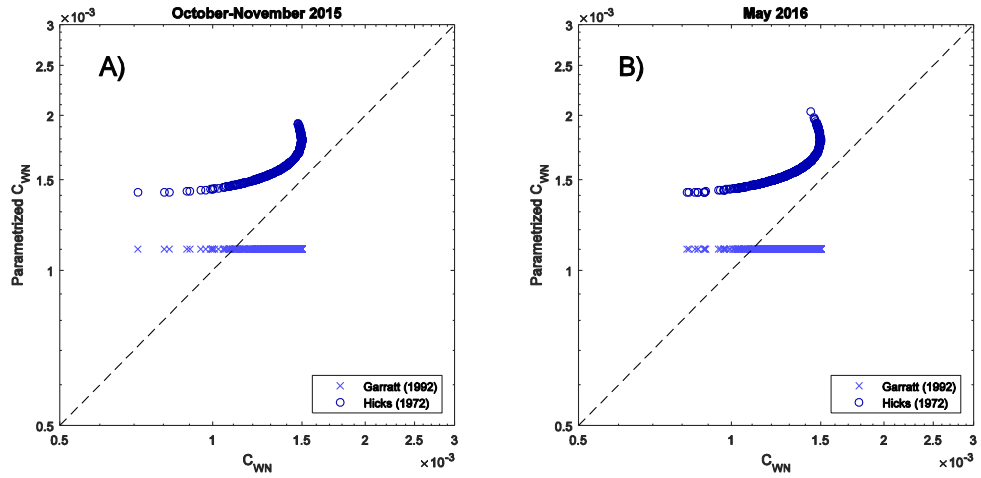


Figure 17: Neutral water vapor transfer coefficients parametrized for October-November of 2015 (A) and May of 2016 campaigns (B)

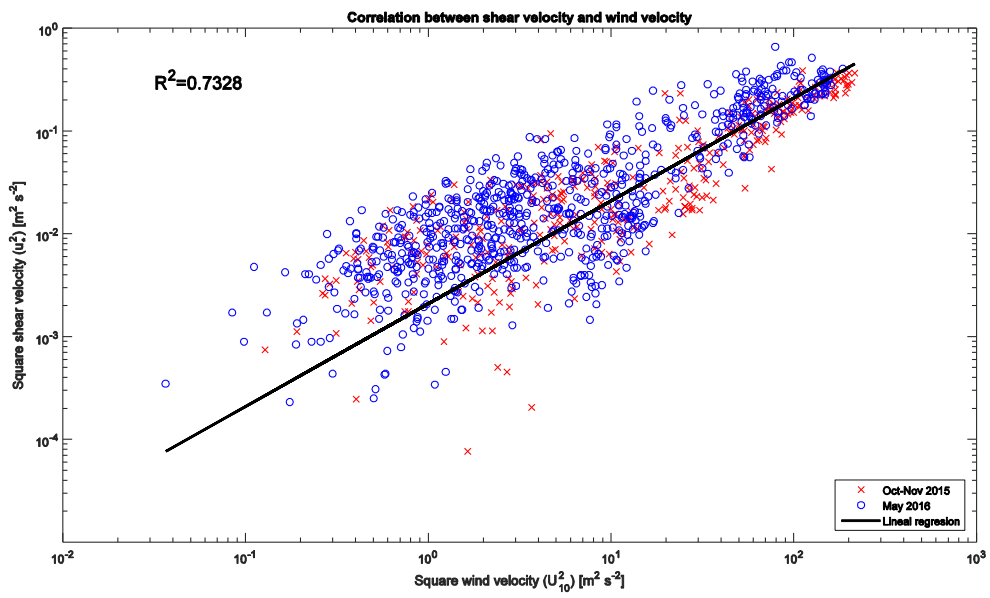


Figure 18: Correlation between wind speed and shear velocity for both campaigns

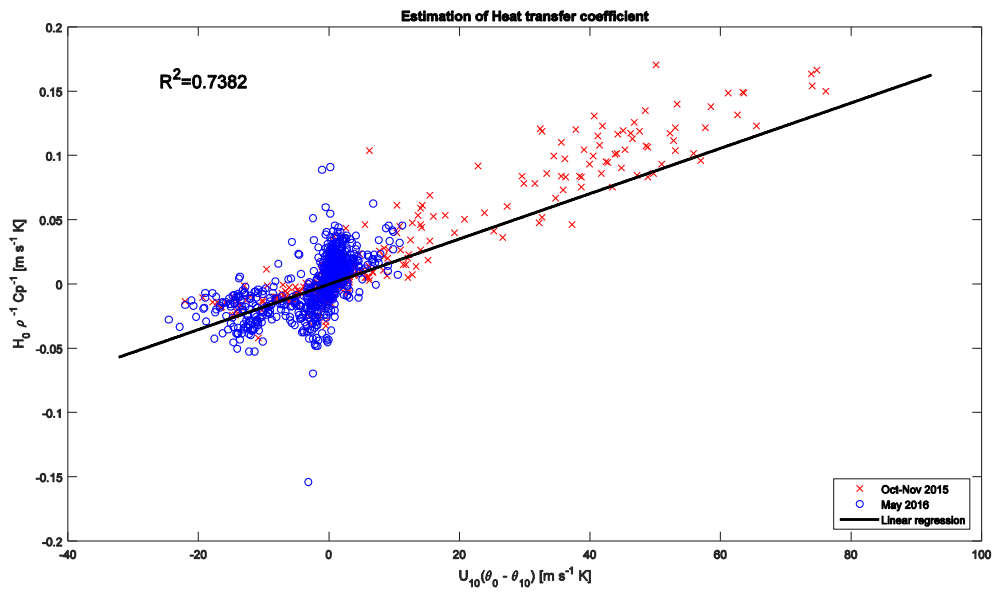


Figure 19: Estimation of heat transfer coefficient for both campaigns

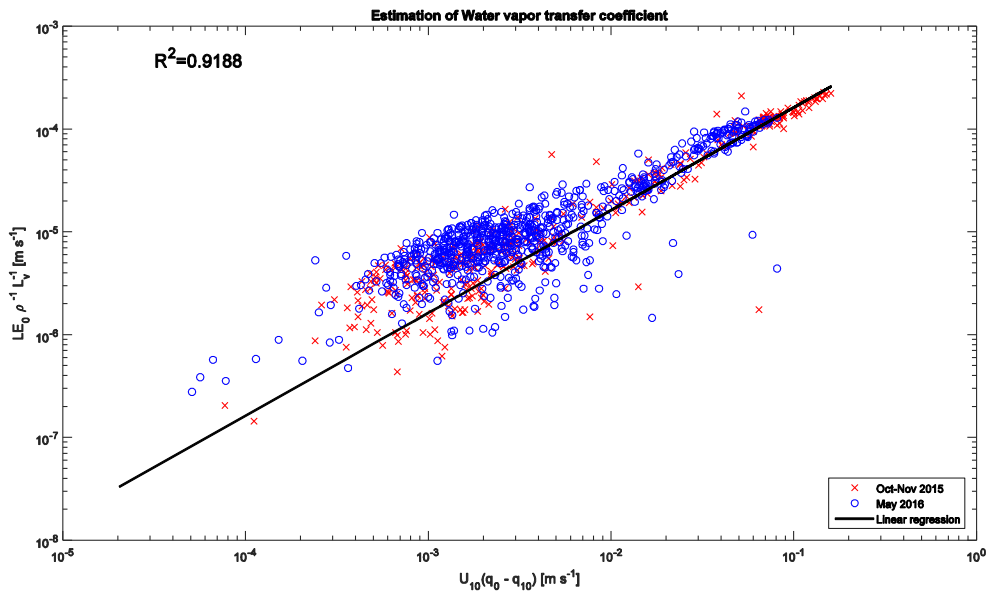


Figure 20: Estimation of humidity transfer coefficient for both campaigns

Table 1

		1st campaign (Oct-Nov 2015)		
Instrument		f	P	z
	Model	[Hz]	[min]	[m]
Sonic Anemometer	<i>Irgason</i>	20	10	1.45
Temperature sensor	Model 107	20	10	1.55
Barometer	PTB110	20*	10	1.55
Pyranometer	CS300	0.2	10	1.30
Net Radiometer	NR-Lite2	0.2	10	1.30
Barometer	CS106	0.2	10	1.50
Anemometer	Wind Monitor 05103	0.2	10	1.74
Temperature and RH sensor	HMP60-L1	0.2	10	1.30
Water temperature sensor	U22-001	0.0167	10	-
		2nd campaign (May 2016)		
Instrument		f	P	z
	Model	[Hz]	[min]	[m]
Sonic Anemometer	<i>Irgason</i>	25	5	1.21
Temperature sensor	Model 107	25	5	2.02
Barometer	PTB110	25*	5	1.4
Pyranometer	CS300	1	5	1.25
Net Radiometer	NR-Lite2	1	5	1.25
Barometer	CS106	1	5	1.4
Anemometer	Wind Monitor 05103	1	5	3.13
Temperature and RH sensor	HMP60-L1	1	5	2.83
Water temperature sensor	U22-001	0.0167	5	-

* Sample data was collected with the mentioned frequency, but response time was 1 s

Table 2

Function	Author	<i>Skill Index</i>					
		Oct-Nov 2015			May 2016		
		Stable	Unstable	Combined	Stable	Unstable	Combined
ψ_m	Webb (1970)	0.9510	-	0.9510	0.8834	-	0.8834
	Businger et al. (1971)	0.9515	0.8545	0.8596	0.8835	0.9006	0.8956
	Dyer (1974)	0.9509	0.8559	0.8609	0.8834	0.9007	0.8955
	Högström (1988)	0.9508	0.8545	0.8596	0.8834	0.9006	0.8955
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.8542	0.8542	-	0.3763	0.3763
ψ_h	Webb (1970)	0.9905	-	0.9905	0.8426	-	0.8426
	Businger et al. (1971)	0.9904	0.9585	0.9629	0.8409	0.7123	0.7897
	Dyer (1974)	0.9905	0.9591	0.9634	0.8431	0.7108	0.7908
	Högström (1988)	0.9905	0.9585	0.9629	0.8435	0.7123	0.7916
	Kader & Yaglom (1990)	-	0.8734	0.8734	-	0.7698	0.7698
ψ_w	Webb (1970)	0.9999	-	0.9999	0.9997	-	0.9997
	Dyer (1974)	0.9999	0.9999	0.9999	0.9997	0.9675	0.9989